

Hadronen im Medium

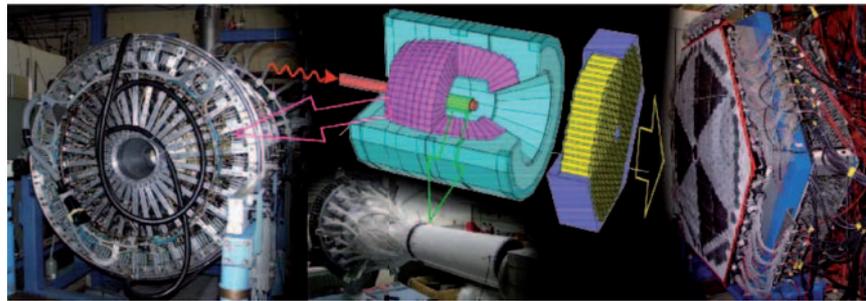
Die Eigenschaften von Hadronen wie Masse oder Lebensdauer ändern sich, wenn sich die Teilchen in Kernmaterie befinden.

Martin Kotulla, Volker Metag und Ulrich Mosel

Die Theorie der starken Wechselwirkung weist eine fundamentale Symmetrie auf, die chirale Symmetrie, die jedoch spontan gebrochen ist. Der zugehörige Ordnungsparameter lässt sich zwar nicht direkt beobachten, Experimente mit Hadronen, die in Kernmaterie eingebettet sind, erlauben jedoch Rückschlüsse darauf. Dabei zeigt sich, dass die Kernmaterie die Eigenschaften der Hadronen in ähnlicher Weise ändert, wie dies bei Elektronen der Fall ist, die sich in einem Festkörper befinden.

Seit den Arbeiten von Gell-Mann und Zweig in den 1960er-Jahren und der Entdeckung von Bausteinen des Protons („Partonen“) durch Friedman, Kendall und Taylor wissen wir, dass die Teilchen, die die starke Kernkraft spüren, alle aus Quarks zusammengesetzt sind [1]. Diese Teilchen, zu denen Neutronen, Protonen und Mesonen zählen, heißen zusammenfassend Hadronen. Die Protonen und Neutronen, die sog. Nukleonen, bestehen aus drei Quarks, die Mesonen hingegen aus jeweils einem Quark und einem Antiquark. Die Massen dieser Quarks liegen im Bereich einiger MeV/c^2 , während die Gesamtmasse des Protons oder Neutrons etwa $939 \text{ MeV}/c^2$ beträgt. Die Masse des gebundenen Systems übersteigt damit bei Weitem die Summe der Massen seiner Bausteine, im Gegensatz zu „normalen“ quantenmechanischen Systemen wie dem Wasserstoffatom, dessen Masse geringer ist als die Summe der Massen der Bestandteile. Wir wissen heute, dass primär die Energie des Gluonenfeldes, das die Quarks zusammenhält, die Masse des Nukleons bestimmt [2]. Ähnliches gilt für die Mesonen.

Die Massen der Hadronen müssen sich aus der Theorie der fundamentalen Wechselwirkung, der Kernkraft, welche die Atomkerne zusammenhält, ergeben. Diese Theorie der starken Wechselwirkung ist die Quantenchromodynamik (QCD) [3]. Sie beschreibt die Kräfte zwischen den Bausteinen der Hadronen, den Quarks, über den Austausch von Gluonen, ganz analog zur Quantenelektrodynamik, in deren Rahmen die Kraft zwischen elektrischen Ladungen durch den Austausch von virtuellen Photonen zustande kommt. Da die Quarks nahezu masselos und damit hochrelativistisch sind, folgt aus grundsätzlichen Überlegungen, dass die QCD eine fundamentale Symmetrie besitzt, die „chirale Symmetrie“. Dies hat zur Folge, dass die Wechselwirkungen der QCD die Chiralität, d. h. die



Der Detektor mit dem Crystal Barrel (magenta), dem in Gießen entwickelten TAPS-Kalorimeter (gelb) und einem szintillierenden Faserdetektor (grün) ermög-

licht es, hadronische Reaktionen am ELSA-Beschleuniger in Bonn zu untersuchen.

relative Orientierung von Impuls und Eigendrehimpuls der Quarks, nicht ändern und dass Quarks mit unterschiedlichem Vorzeichen der Chiralität die gleiche Energie besitzen. Auf Hadronen übertragen wäre dann eine direkte Folge dieser Symmetrie, dass alle Hadronen einen Partner mit ansonsten gleichen Eigenschaften, aber umgekehrter Parität besitzen sollten. Damit müsste es zum Beispiel für das Nukleon mit Spin und Parität $J^\pi = 1/2^+$ und einer Masse von $939 \text{ MeV}/c^2$ einen chiralen Partner gleicher Masse mit $J^\pi = 1/2^-$ geben.

Ein solches Teilchen gibt es in der Natur aber offenbar nicht. Dieser scheinbare Widerspruch lässt sich mit dem Phänomen der spontanen Symmetriebrechung auflösen, für dessen Entdeckung der Nobelpreis für Physik 2008 verliehen wurde [4]. Spontane Symmetriebrechung ist auch aus anderen Bereichen der Physik gut bekannt. So ist z. B. die elementare Spin-Spin-Wechselwirkung zwischen Atomen invariant unter

KOMPAKT

- In der Quantenchromodynamik übernehmen chirale Kondensate die Rolle des Ordnungsparameters bei der spontanen Brechung der chiralen Symmetrie.
- Sog. Summenregeln erlauben es, diese Kondensate mit den beobachtbaren Spektralfunktionen von Hadronen zu verknüpfen, die in Kernmaterie eingebettet sind.
- Die Spektralfunktionen in heißer Materie lassen sich in ultrarelativistischen Schwerionenstößen untersuchen, die in kalter Materie – bei einfacherer Interpretation – in Experimenten mit normaler Kernmaterie.
- Experimente mit ω -Mesonen zeigen z. B., dass sich deren Lebensdauer in Kernmaterie um einen Faktor 16 verkürzt.

Dr. Martin Kotulla, Prof. Dr. Volker Metag, II. Physikalisches Institut, und Prof. Dr. Ulrich Mosel, Institut für Theoretische Physik, Universität Gießen, Heinrich-Buff-Ring 16, 35392 Gießen

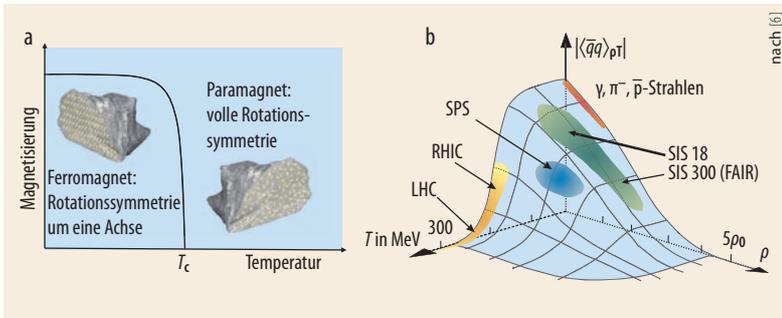


Abb. 1 Beim ferromagnetischen Phasenübergang ist der Ordnungsparameter die Magnetisierung, die bei dem kritischen Wert T_c verschwindet (a). Der Ordnungsparameter der QCD, das (hier berechnete) Quark-Kondensat hängt von Dichte und Temperatur ab. Unterschiedliche Parameterbereiche sind an verschiedenen Beschleunigeranlagen zugänglich: SIS 18 (GSI Darmstadt), SPS (CERN), RHIC (Brookhaven), LHC (CERN), FAIR (Darmstadt, im Aufbau).

räumlichen Drehungen, aber im Ferromagneten sind trotzdem in gewissen Bereichen alle Spins parallel ausgerichtet. Die Drehinvarianz ist also im Großen gebrochen; es bleibt lediglich eine Drehsymmetrie um eine Achse (Abb. 1a). Ähnlich ist es auch in der Quantenchromodynamik: Während die eigentliche Theorie, die QCD, in ihren Grundgleichungen explizite chirale Symmetrie aufweist, ist diese Symmetrie im tatsächlichen physikalischen Grundzustand „spontan“ gebrochen. Im Ferromagneten lässt sich das Ausmaß der Symmetriebrechung durch einen sog. Ordnungsparameter, die Magnetisierung, beschreiben. So verschwindet im vollständig symmetrischen Zustand die Gesamtmagnetisierung, während sie im spontan gebrochenen Zustand, dem Ferromagneten, einen endlichen Wert annimmt. Auch in der Quantenchromodynamik äußert sich die spontane Brechung der chiralen Symmetrie in einem nichtverschwindenden Wert für den entsprechenden Ordnungsparameter: Dieser ist durch den Vakuumerwartungswert der skalaren Quarkdichte $\langle \bar{u}u + \bar{d}d \rangle$ gegeben und wird „chirales Kondensat“ genannt. Beim Ferromagneten wird die volle Drehsymmetrie wieder hergestellt, wenn der Ferromagnet bei Erhitzen in den paramagnetischen

Zustand übergeht. Dabei verschwindet die Magnetisierung als Ordnungsparameter dieses Phasenübergangs, dessen Übergangstemperatur offensichtlich von der Stärke der elementaren Wechselwirkungen abhängt. Wenn es – in Analogie – gelänge, das chirale Kondensat durch äußere Parameter experimentell zu beeinflussen, könnten die Ergebnisse zu einem tiefergehenden Verständnis der chiralen Symmetriebrechung und damit der starken Wechselwirkung führen. Der Nobelpreisträger T. D. Lee hat das einmal als „Vacuum Engineering“ bezeichnet [5]. Rechnungen zeigen, dass der Vakuumerwartungswert, also das Kondensat, mit Temperatur und Dichte abfällt (Abb. 1b).

Im Gegensatz zur Magnetisierung lassen sich chirale Kondensate allerdings nicht direkt beobachten. QCD-Summenregeln (Infokasten) gestatten es jedoch, diese Kondensate in einen Zusammenhang mit den gemessenen Spektralfunktionen von Hadronen zu bringen. Spektralfunktionen enthalten alle Informationen über die Lebensdauer (Breite) und Masse instabiler Hadronen. Ein Experiment, das letztlich auf die Veränderung der Kondensate abzielt, müsste also die Spektralfunktionen von Hadronen messen, die in Kernmaterie bzw. in verdichteter und heißer Materie eingebettet sind. Dies ist möglich, indem man Energie und Impuls von Zerfallsprodukten der Hadronen bestimmt.

Dass sich die Masse eines Teilchens in einem Medium ändert, ist ein in anderen Teilgebieten der Physik bekanntes Phänomen. So lässt sich die Bewegung eines Elektrons in einem Kristall dadurch beschreiben, dass man seine Wechselwirkung mit dem Kristall in einer effektiven Masse subsumiert und sich dieses modifizierte Elektron dann wie ein quasifreies Teilchen verhält. Weitere Beispiele dafür, dass ein äußeres Feld die Eigenschaften eines zusammengesetzten Systems beeinflusst, sind der Stark- und der Zeeman-Effekt, welche die Aufspaltung von Energieeigenzuständen von Atomen in äußeren elektrischen und magnetischen Feldern beschreiben. In unserem Beispiel entspricht dies dem Einbringen eines aus Quarks bestehenden Ha-

QCD-SUMMENREGELN

Chirale Kondensate sind quantenfeldtheoretische Erwartungswerte, die als Ordnungsparameter für die spontane Symmetriebrechung dienen können. Der Zusammenhang dieser Größen mit Observablen ist allerdings nur sehr indirekt. Eine häufig verwendete Beziehung ist die sog. Gell-Mann-Oakes-Renner-Relation [8]

$$F_\pi^2 m_\pi^2 \approx -\frac{(m_u + m_d)}{2} \langle \bar{u}u + \bar{d}d \rangle, \quad (1)$$

die das Kondensat der u- und d-Quarks (auf der rechten Seite der Gleichung) mit dem Produkt aus der Pionenmasse m_π und der schwachen Pion-Zerfallskonstante F_π auf der linken Seite verbindet. Allerdings enthält diese Relation die nicht beobachtbaren Quarkmassen m_u und m_d für up- und down-Quarks.

Zudem tritt auf der linken Seite das Produkt zweier Größen auf, die im Medium nur schwer messbar sind.

Eine vielversprechendere Relation, die die Kondensate mit beobachtbaren Größen verbindet, ist eine sog. QCD-Summenregel, die Quark- (und Gluon-) Kondensate $\langle \bar{q}q \rangle$, $\langle \bar{q}q\bar{q}q \rangle$ bzw. $\langle G^2 \rangle$ mit einem Integral über prinzipiell beobachtbare Spektralfunktionen von Hadronen verbindet. Die Spektralfunktionen beschreiben dabei die Verteilung der Masse eines instabilen Hadrons. Die Summenregel selbst gilt für alle Impulsüberträge Q^2 ; sie trennt über eine sog. Operatorprodukt-Entwicklung die harten Skalen Q^2 , wo infolge der laufenden Kopplungskonstante der QCD diese klein wird und daher Stö-

rungstheorie möglich ist, von der weichen Skala, die die Kondensate bestimmt, die wegen der großen Kopplungskonstante störungstheoretisch nicht berechnet werden können.

Die QCD-Summenregel verbindet also die Kondensate mit einem Integral über die Spektralfunktionen des betrachteten Hadrons. Im Vakuum lassen sich aus dieser Gleichung Werte für die Kondensate extrahieren, wenn die Spektralfunktion gemessen ist. Wenn andererseits die Dichte- und Temperaturabhängigkeit der Kondensate bekannt ist (Abb. 1), macht die Summenregel eine Aussage darüber, wie sich das Integral über die Spektralfunktion ändert.

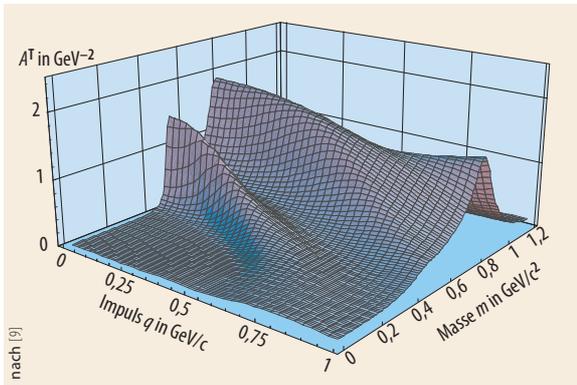


Abb. 2 Die Spektralfunktion A^T eines transversal polarisierten ρ -Mesons in Kernmaterie bei der Gleichgewichtsdichte weist einen langgestreckten „Grat“ bei $m \approx 0,78 \text{ GeV}/c^2$ auf sowie einen vorgezogenen „Berggrücken“ (vgl. Text).

drons in das von den stark wechselwirkenden Nukleonen eines Atomkerns (Kernmaterie) generierte Feld.

Ultrarelativistische Schwerionenreaktionen, bei denen schwere Kerne aufeinander geschossen werden, erlauben es, die Temperatur von Kernmaterie zu erhöhen. Die Dichten bleiben in solchen Reaktionen bei den höchsten Temperaturen relativ klein. Sie bieten daher den Zugang zu exotischen Formen hadronischer Materie wie dem Quark-Gluon-Plasma, in dem die Quarks und die Gluonen in größeren Bereichen befreit sind und das man für Temperaturen jenseits von etwa 170 MeV erwartet. Solche Temperaturen lassen sich am Beschleuniger SPS am CERN, am RHIC in den USA und demnächst am LHC erreichen. Die Reaktionen durchlaufen dabei sehr unterschiedliche Phasen: von einer Nichtgleichgewichtsphase mit Hadronen über eine Phase im thermischen Gleichgewicht, u. U. die eines Quark-Gluon-Plasmas, wieder zu einer thermalisierten, hadronischen Phase bei relativ niedrigen Dichten und Temperaturen. Da sich jedes experimentelle Signal dann als Zeitintegral über alle diese unterschiedlichen Phasen darstellt, gilt es, das interessante Signal aus diesem Integral herauszupräparieren.

Wenn man primär die Dichte und nicht die Temperatur erhöhen will, bieten sich wieder Schwerionenreaktionen an, diesmal jedoch nicht bei den höchsten Energien. Viele theoretische Untersuchungen zeigen, dass die höchste Baryondichte von etwa dem drei- bis zehnfachen der nuklearen Gleichgewichtsdichte $\rho_0 \approx 0,16 \text{ fm}^{-3}$ bei Einschussenergien von etwa 20 – 30 GeV pro Nukleon erreicht wird. Auf diesen kinematischen Bereich zielt daher das Experiment CBM, das an FAIR, der zukünftigen Beschleunigeranlage für Antiprotonen- und Ionenforschung am GSI-Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung in Darmstadt vorgesehen ist. Allerdings lässt sich mit Schwerionenreaktionen eine Temperaturerhöhung nie vermeiden.

Doch die Dichte allein lässt sich auch schon ändern, wenn man Hadronen betrachtet, die durch Stoßprozesse in Atomkernen erzeugt wurden. In deren Inneren herrschen Dichten von $\rho_0 \approx 0,16 \text{ Nukleonen}/\text{fm}^3$, die zum Rand hin allerdings langsam abfallen, sodass sich die meisten Nukleonen im Kern nur bei etwa $\rho_0/2$ auf-

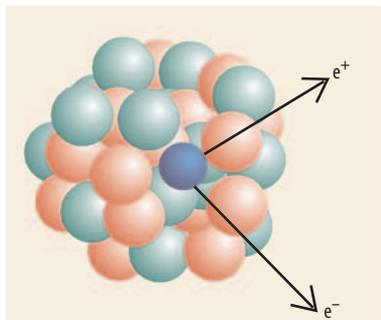
halten. Im Gegensatz zu den Schwerionenreaktionen sind Experimente mit mikroskopischen Proben, wie z. B. Pionen oder Photonen, an Kernen daher nur bei viel geringeren Dichten möglich; die Temperatur bleibt immer sehr niedrig. Zwar erwartet man deshalb hier kleinere Signale. Ein Vorzug solcher Reaktionen ist aber, dass sie bei weitgehend konstanter und bekannter Konfiguration des Kernes verlaufen und sich damit nicht das Problem der Entfaltung eines Zeitintegrals stellt.

In diesem Artikel wollen wir hauptsächlich auf solche elementaren Reaktionen an Kernen eingehen, die einer der Autoren schon vor langer Zeit einmal als ideale Möglichkeit, die Eigenschaften von Hadronen im Medium zu erforschen, in die Diskussion gebracht hat [7]. Wir stellen zuerst die theoretische Situation dar und gehen dann auf typische Experimente dazu und ihre Ergebnisse ein. Daran schließt sich eine Diskussion noch offener Fragen, experimenteller und theoretischer Art an, ebenso wie eine Querverbindung zu den Resultaten mit relativistischen Schwerionenreaktionen.

Von der Spektralfunktion zum Kondensat

Die QCD-Summenregeln (**Infokasten**) stellen eine recht allgemeine Verbindung zwischen integralen Eigenschaften der Spektralfunktionen und den Quark-Kondensaten her, sie legen die genaue Form der Spektralfunktion im Medium aber nicht fest. Im einfachsten Fall einer Breit-Wigner-Verteilung, die ein Hadron nur durch eine Masse sowie eine Breite beschreibt, lassen sich diese Größen bis zu einem gewissen Grad gegeneinander ausspielen: So kann z. B. ein im Medium deutlich verbreitertes ρ -Meson mit der ursprünglichen, freien Masse die Summenregel genau so erfüllen wie ein Masse-verschobenes ρ ohne signifikante Verbreiterung. Dies wird noch klarer, wenn man eine mit einem hadronischen Modell berechnete Spektralfunktion des ρ -Mesons in Kernmaterie betrachtet (**Abb. 2**). Solche Modelle berücksichtigen die Wechselwirkung von ρ -Mesonen mit den Nukleonen und ihren Anregungen. Dabei gehen die Kopplungen der Mesonen an die Resonanzanregungen ganz wesentlich ein; hier besteht also ein direkter Zusammenhang von Nukleonresonanzen und der Physik im Medium. Die besondere Struktur in **Abb. 2** lässt sich dann qualitativ gut verstehen: Der langgestreckte Grat bei $m \approx 0,78 \text{ GeV}/c^2$ wird durch den Anteil des freien ρ -Mesons erzeugt, das eine Masse von $775 \text{ MeV}/c^2$ und eine Breite von $150 \text{ MeV}/c^2$ besitzt. Der vorgelagerte „Berggrücken“ bei kleineren Massen und Impulsen spiegelt hingegen die Ankopplung an eine bestimmte Nukleonen-Resonanzanregung ($D_{13}(1520)$) wider. Beide Strukturen ergeben sich also gemäß der quantenmechanischen Störungstheorie aus der Kopplung zweier ursprünglich ungestörter Zustände, dem ρ -Meson und dem angeregten Zustand des Nukleons mit einer Masse von $1520 \text{ MeV}/c^2$. **Abb. 2** zeigt zudem, dass die Gestalt der Spektralfunktion

Abb. 3 Damit ein Meson (ρ , ω , ϕ) innerhalb des Kerns in ein Elektron-Positron-Paar zerfallen kann, muss seine Lebensdauer so klein sein, dass es zerfällt, bevor es das Kernvolumen aufgrund seines Rückstoßimpulses verlässt.



auch ganz wesentlich vom Impuls des ρ -Mesons relativ zum nuklearen Medium abhängt. Während bei kleinen Impulsen deutliche Strukturen auftreten, die den Schwerpunkt der Massenverteilung zu kleinen Massen hin verschieben, weist die Spektralfunktion bei großen Impulsen lediglich eine Verbreiterung auf.

Die ausgeprägten Strukturen in **Abb. 2** lassen sich nicht einfach durch zwei Parameter, wie Breite und Masse, beschreiben. Das Integral über die Spektralfunktion in der QCD-Summenregel gestattet es auch nicht, auf diese Struktur zurückzuschließen. QCD-Summenregeln können daher die Spektralfunktion eines Hadrons, d. h. seine Massenverteilung im Medium nicht festlegen, sie liefern aber wertvolle integrale Bedingungen. Allein hadronische Modelle, die die Wechselwirkung von Mesonen und Baryonen quantitativ beschreiben, erlauben es, die in-Medium-Spektralfunktionen detailliert vorherzusagen.

Experimentelle Methoden

Experimentell lassen sich die im Medium vorhergesagten Effekte untersuchen, indem man die Massenverteilungen von kurzlebigen Hadronen misst. Die Lebensdauern dieser Hadronen müssen so kurz sein, dass sie noch in der nuklearen Materie zerfallen, in der sie mit einem gewissen Rückstoßimpuls erzeugt worden sind (**Abb. 3**). Diese nukleare Materie kann ein kalter Atomkern oder aber auch die nur für eine gewisse Zeit existierende verdichtete und erhitzte Kollisionszone eines Kern-Kern-Stoßes sein. Die Masse eines Hadrons im Medium lässt sich rekonstruieren aus den Vierer-Impulsen p_i seiner Zerfallsprodukte. Im Allgemeinen wird sie abhängen von der Dichte ρ der Nukleonen, der Temperatur T des Mediums sowie vom Impuls \vec{p} des Hadrons relativ zu der nuklearen Materie:

$$m(\vec{p}, \rho, T) = \sqrt{(p_1 + p_2)^2} \quad (2)$$

Wegen ihrer extrem kurzen Lebensdauern im Bereich von $4 \cdot 10^{-24}$ bis 10^{-22} Sekunden sind die Vektormesonen ρ , ω und ϕ am besten für derartige Untersuchungen geeignet, da ihre mittlere Flugstrecke $c\tau$ bis zum Zerfall (1,5 fm, 22 fm, 44 fm) bereits ohne Mediummodifikationen nahezu in die Größenordnung der Kernausdehnung kommt, selbst dann, wenn sie sich fast mit Lichtgeschwindigkeit bewegen. Will man die Eigenschaften von ω - und ϕ -Mesonen im Medium experimentell untersuchen, so muss man sich dennoch

auf langsame Vektormesonen beschränken, um den Anteil von Zerfällen in Kernmaterie zu erhöhen. Der Zerfall der Vektormesonen in Elektron-Positron- oder $\mu^+\mu^-$ -Paare ist der bevorzugte Kanal, da diese Teilchen (Leptonen) nicht der starken Wechselwirkung unterliegen. Daher erreichen sie die Detektorsysteme ohne eine starke Wechselwirkung mit der hadronischen Materie, die sonst ihre Vierer-Impulse verändern und damit die invariante Masse verfälschen könnte. Der große Nachteil dieser leptonen Zerfälle ist ihre geringe Wahrscheinlichkeit von 10^{-4} bis 10^{-5} , was diese Messungen sehr schwierig und sensitiv auf den Abzug von Untergrund macht.

Entsprechende Experimente sind sowohl in Kern-Kern-Stößen als auch in elementaren Reaktionen mittels Protonen- und Photonenstrahlen durchgeführt worden, die – wie bereits dargelegt – jeweils ihre Vor- und Nachteile haben. Da es sehr anspruchsvoll ist, die Massen und Lebensdauern von Hadronen in Kernmaterie experimentell zu bestimmen, gelang es erst in jüngster Zeit, die Datenlage entscheidend zu verbessern.

Elementare Reaktionen

Ein Experiment, das sowohl bei der Produktion der Vektormesonen als auch im Ausgangskanal die elektromagnetische Wechselwirkung nutzt, ist am Jefferson Laboratory (USA) durchgeführt worden. ρ -, ω - und ϕ -Mesonen wurden mit Photonenstrahlen mit Energien von 0,6 bis 3,8 GeV in verschiedenen Targetkernen erzeugt und ihr Zerfall in e^+e^- -Paare mit dem CLAS-Detektor nachgewiesen [10]. Nach Untergrundabzug ergibt sich die nach Gl. (2) berechnete und in **Abb. 4** gezeigte invariante Massenverteilung von e^+e^- -Paaren. Deutlich als Linien zu erkennen sind das ω - und das ϕ -Meson mit Massen von 782 bzw. 1020 MeV/ c^2 . Aufgrund der hohen Rückstoßimpulse in diesem Experiment verlassen die allermeisten Mesonen dieser zwei relativ langlebigen Spezies den Kern und zerfallen im Vakuum. Die restliche e^+e^- -Verteilung wird dem in-Medium-Zerfall des kurzlebigen ρ -Mesons zugeschrieben. Das Experiment zeigt eine Verbreiterung des ρ -Mesons, aber keine Verschiebung seiner Masse.

Entsprechende Messungen am KEK-Labor in Japan mit Protonenstrahlen der Energie 12 GeV deuten auf eine Verschiebung des ρ -, ω - und ϕ -Mesons hin [11, 12]. Die Belastbarkeit dieser Daten ist jedoch wegen Problemen mit dem Untergrund umstritten.

Ein speziell auf die in-Medium-Eigenschaften des ω -Mesons ausgerichtetes Experiment wurde unter Federführung einer Gießener Arbeitsgruppe im Rahmen des Transregio 16 „Subnuclear Structure of Matter“ am Elektronenbeschleuniger ELSA der Universität Bonn durchgeführt [13]. Der gewählte Zerfallskanal $\omega \rightarrow \pi^0\gamma \rightarrow 3\gamma$ eignet sich dafür besonders, da an ELSA mit dem Crystal Barrel Detektor und dem Photonen-spektrometer TAPS ein Detektorsystem zur Verfügung steht (**Abb.** auf S. 41), das nahezu den gesamten Raumwinkel abdeckt. Im Atomkern kann das ω -Meson

zusätzlich über inelastische Kanäle wie $\omega N \rightarrow \pi N$ zerfallen. Daher ist in der Summe die ω -Zerfallsbreite im Kern größer und nach der Heisenbergschen Unschärferelation $\tau = \hbar/\Gamma$ die ω -Lebensdauer kürzer.

Diese inelastische Breite des ω -Mesons Γ_ω lässt sich aus dem sog. Transparenzverhältnis

$$T_A = \frac{\sigma_{\gamma A \rightarrow \omega X}}{A \cdot \sigma_{\gamma N \rightarrow \omega X}} \quad (3)$$

bestimmen, das den Wirkungsquerschnitt für ω -Produktion am Kern in Beziehung setzt zu dem Produktionsquerschnitt am Nukleon multipliziert mit der Zahl A der Nukleonen. Wären die Atomkerne transparent für ω -Mesonen, so wäre $T_A = 1$. T_A ist damit ein Maß für den Verlust an ω -Mesonen durch inelastische Prozesse in Kernen. Um das Transparenzverhältnis zu bestimmen, wird die ω -Ausbeute für verschiedene Targetkerne gemessen (Abb. 5) [14]. Der Vergleich mit Modellrechnungen lässt auf in-Medium-Breiten von ca. 130 bis 150 MeV schließen, d. h. bei normaler Kernmateriedichte wird das ω -Meson ähnlich breit wie das ρ -Meson im Vakuum. Dies bedeutet, dass sich die Lebensdauer des ω -Mesons in normaler Kernmaterie verglichen mit dem Vakuum um einen Faktor 16 verkürzt.

Unter Vernachlässigung einer statischen Verbreiterung lässt sich im Rahmen einer Näherung für niedrige Dichte ein effektiver ωN -Wirkungsquerschnitt aus der inelastischen Breite des ω -Mesons $\Gamma_\omega = \hbar\rho v\sigma$ extrahieren. Während diese Größe in Experimenten für das ρ -Meson etwa dem erwarteten Querschnitt entspricht, ist der aus der ω -Transparenz extrahierte Querschnitt um einen Faktor zwei bis drei größer als bisher angenommen. Das gleiche gilt für den inelastischen ϕN -Querschnitt, den eine japanische Gruppe am SPRING8-Experiment gemessen hat [15]. Diese großen Wirkungsquerschnitte im Medium sind unerwartet und zeigen, dass bisherige mikroskopische Beschreibungen der Wechselwirkung von Vektormesonen mit

dem umgebenden nuklearen Medium revidiert werden müssen.

Eine am Di-Leptonen-Spektrometer HADES der GSI Darmstadt durchgeführte Messung der Spektralfunktion des ω -Mesons im Medium über den e^+e^- -Kanal wird derzeit ausgewertet.

Ultra-relativistische Kern-Kern-Reaktionen

Allererste Hinweise auf Mediummodifikationen von Vektormesonen ergaben sich aus Kern-Kern-Kollisionen bei ultra-relativistischen Energien am CERN. Die HELIOS- und CERES-Kollaborationen beobachteten eine Überhöhung von e^+e^- -Ausbeuten im invarianten Massenbereich von 200 bis 600 MeV/ c^2 in S + W- bzw. Au + Au-Reaktionen bei 160 AGeV [16] im Vergleich zu Proton-induzierten Reaktionen. Die NA60-Kollaboration untersuchte die Produktion von $\mu^+\mu^-$ -Paaren in In + In-Reaktionen und verbesserte die Statistik und Massenauflösung signifikant [17].

Abb. 6 zeigt das Di-Myonen-Spektrum nach Abzug des Untergrundes mit gut aufgelösten ω - und ϕ -Linien und einem Beitrag, der – wie im CERES-Experiment – dem Prozess $\pi^+\pi^- \rightarrow \rho \rightarrow \mu^+\mu^-$ zugeordnet wird und damit die Messung der in-Medium-Spektralfunktion des ρ -Mesons erlaubt. Mit wachsender Zentralität der Kern-Kern-Stöße nimmt die Breite dieser Verteilung monoton zu, sie bleibt aber bei der nominalen ρ -Masse von 780 MeV/ c^2 zentriert. Diese Verbreiterung führt dazu, dass das ρ -Meson eigentlich keine charakteristische Masse mehr besitzt und sich gewissermaßen auflöst. Dieses „Schmelzen“ des ρ -Mesons wird mit einem Verschwinden des chiralen Kondensats, d. h. der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie in Verbindung gebracht, die mit dem Phasenübergang der bei diesen Energien in Schwerionenkollisionen erzeugten Materie in ein Quark-Gluon-Plasma einhergeht.

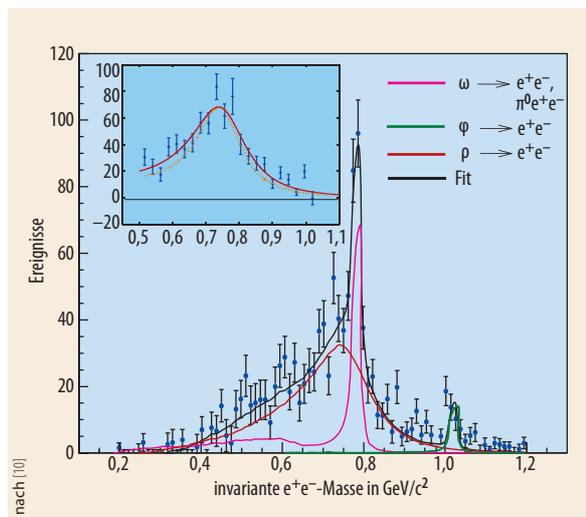


Abb. 4 Die gemessene e^+e^- -Massenverteilung an Eisen und Titan lässt sich in die Anteile der Vektormesonen ρ , ω und ϕ zerlegen. Der Anteil des kurzlebigen ρ -Mesons weist eine Verbreiterung (rot) im Vergleich zu einem freien ρ -Zerfall (orange gestrichelt), aber keine Verschiebung auf (Inset). Die Kurven zeigen Rechnungen der Gießener Theoriegruppe.

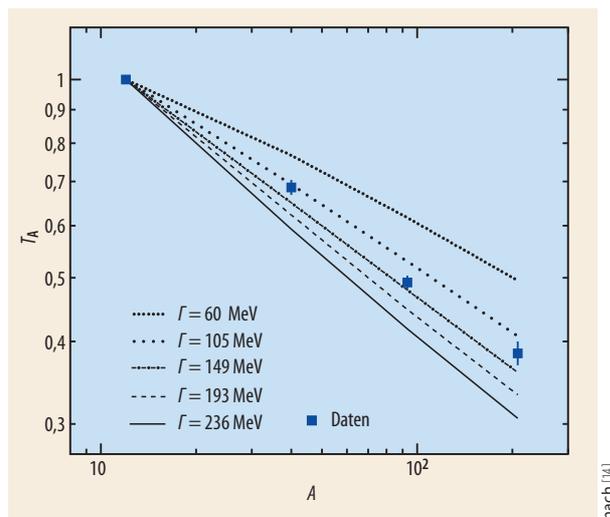


Abb. 5 Das gemessene Transparenzverhältnis T_A für ω -Mesonen nimmt als Funktion der Nukleonenzahl A ab. Der Vergleich mit den Modellrechnungen der Gießener Gruppe (verschiedene Linien) ergibt eine Verbreiterung des ω -Mesons auf 130 – 150 MeV (um den Faktor 16 gegenüber der Vakuumzerfallsbreite).

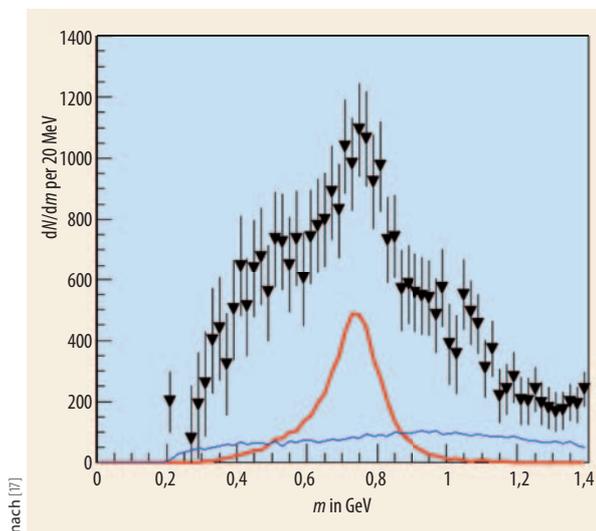


Abb. 6 Das mit zentralen Kern-Kern-Stößen gemessene $\mu^+\mu^-$ -Massenspektrum zeigt für das ρ -Meson eine deutliche Verbreiterung ohne Massenverschiebung im Vergleich zur Spektralfunktion des freien Teilchens (rote Kurve).

Zusammenfassung und Ausblick

In jüngster Zeit ist es einer Reihe von Experimenten gelungen, mit guter Statistik und Auflösung Lebensdauern von Vektormesonen in Kernmaterie zu bestimmen, die übereinstimmend deutlich kürzer sind als die Lebensdauern im Vakuum. Die gemessenen Werte lassen sich nur dann mit dem klassischen Bild der Stoßverbreiterung vereinen, wenn die dafür relevanten Wirkungsquerschnitte deutlich größer sind als bisher angenommen. Da Experimente mit Vektormesonen im einlaufenden Strahl nicht möglich sind, lassen sich die Experimente zur Transparenzmessung auch als eine besonders geschickte Methode verstehen, wie Sekundärstrahlen von Vektormesonen in ein und demselben Kern erzeugt *und* nachgewiesen werden. Die Experimente am JLAB und die mit ultrarelativistischen schweren Ionen zeigen, dass zumindest das ρ -Meson keine drastische Massenabsenkung erfährt. Die jetzt laufenden Experimente zu den längerlebigen Vektormesonen ω und ϕ , die am Crystal-Barrel/TAPS-Detektor an MAMI mit Photonen und am Detektor HADES bei der GSI mit Schwerionen-, Protonen- und Pionenstrahlen durchgeführt werden bzw. geplant sind, werden hier neue Informationen bringen. In Japan, am JPARC, wird ein neues Experiment mit Protonen im Eingangskanal geplant; und schließlich hofft auch die Kollaboration am Jefferson Laboratory in den USA, die Statistik für langsamere Vektormesonen verbessern zu können. Dies ist also ein äußerst dynamisches Feld, in dem sich theoretische und experimentelle Entwicklungen gegenseitig befruchtet haben und weitere spannende Ergebnisse erwartet werden.

Der Zusammenhang mit der Wiederherstellung der chiralen Symmetrie in Kernmaterie, die einmal die primäre Motivation für Untersuchungen dieser Art lieferte, ist indirekter als seinerzeit gedacht. Sicher ist aber, dass diese Symmetrie-Wiederherstellung zu Änderungen der Spektralfunktion von Hadronen in Kern-

materie führt, wie dies – zumindest durch eine Verbreiterung der Vektormesonen – auch experimentell beobachtet worden ist. Mit modernen Beschleunigeranlagen und Detektorsystemen ist es damit gelungen, auch für die starke Wechselwirkung nachzuweisen, dass die Umgebung die Eigenschaften von Teilchen modifiziert – ähnlich wie beim Elektron im Festkörper – und dies in Volumina mit Durchmessern von nur einigen Femtometern.

Literatur

- [1] R. Klanner und T. Schörner-Sadenius, *Physik Journal*, April 2006, S. 41
- [2] F. Wilczek, *Physics Today*, November 1999, S. 11
- [3] H. Fritzsch, M. Gell-Mann und H. Leutwyler, *Phys. Lett.* **B 47**, 365 (1973)
- [4] vgl. z. B. C. Quigg und B. D. Winstein, *Physik Journal*, Dezember 2008, S. 19
- [5] T. D. Lee, *Nucl. Phys.* **A 590** 11c (1995)
- [6] S. Klimt, M. Lutz und W. Weise, *Phys. Lett.* **B 249**, 386 (1990)
- [7] U. Mosel, *Ann. Rev. of Nucl. and Part. Science*, **41**, 29 (1991)
- [8] M. Gell-Mann, R. J. Oakes und B. Renner, *Phys. Rev.* **175**, 2195 (1968)
- [9] M. Post, S. Leupold und U. Mosel, *Nucl. Phys.* **A 741**, 81 (2004)
- [10] R. Nasseripour et al., *Phys. Rev. Lett.* **99**, 262302 (2007)
- [11] M. Naruki et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 092301 (2006)
- [12] R. Muto et al., *Phys. Rev. Lett.* **98**, 152302 (2007)
- [13] D. Trnka, et al., *Phys. Rev. Lett.* **94**, 192303 (2007)
- [14] M. Kotulla et al., *Phys. Rev. Lett.* **100**, 192302 (2008)
- [15] T. Ishikawa et al., *Phys. Lett.* **B 608**, 215 (2005)
- [16] G. Agakishiev et al., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 1272 (1995)
- [17] R. Arnaldi et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 162302 (2006)

DIE AUTOREN

Martin Kotulla (FV Hadronen und Kerne) hat in Gießen Physik studiert und 2001 promoviert. Nach einem anschließenden Aufenthalt an der Universität Basel und Postdoktorandentätigkeit an der Universität Gießen ist er nun im Schuldienst tätig.



Volker Metag (FV Hadronen und Kerne) hat in Berlin Physik studiert und 1970 in Heidelberg promoviert. Anschließend war er am Niels-Bohr-Institut (Kopenhagen), dem MPI für Kernphysik in Heidelberg und an der University of Washington, Seattle, USA, bevor er 1982 einen Ruf auf eine Professur in Gießen annahm. Er gehört der CBELSA/TAPS-, Crystal Ball@MAMI-, HADES- und PANDA-Kollaboration an. Von 1993 bis 1998 war er Forschungsdirektor der GSI Darmstadt.



Ulrich Mosel (FV Hadronen und Kerne) wurde 1972 zum Professor für Theoretische Physik an der Universität Gießen ernannt. Zuvor hatte er in Frankfurt Physik studiert und am Oak Ridge National Lab, der University of Tennessee und der University of Washington gearbeitet. Neben seinen Arbeitsgebieten der Kern-Strukturphysik sowie der Schwerionen- und Hadronenphysik interessiert er sich für's Segeln, Bergsteigen und Skifahren.

