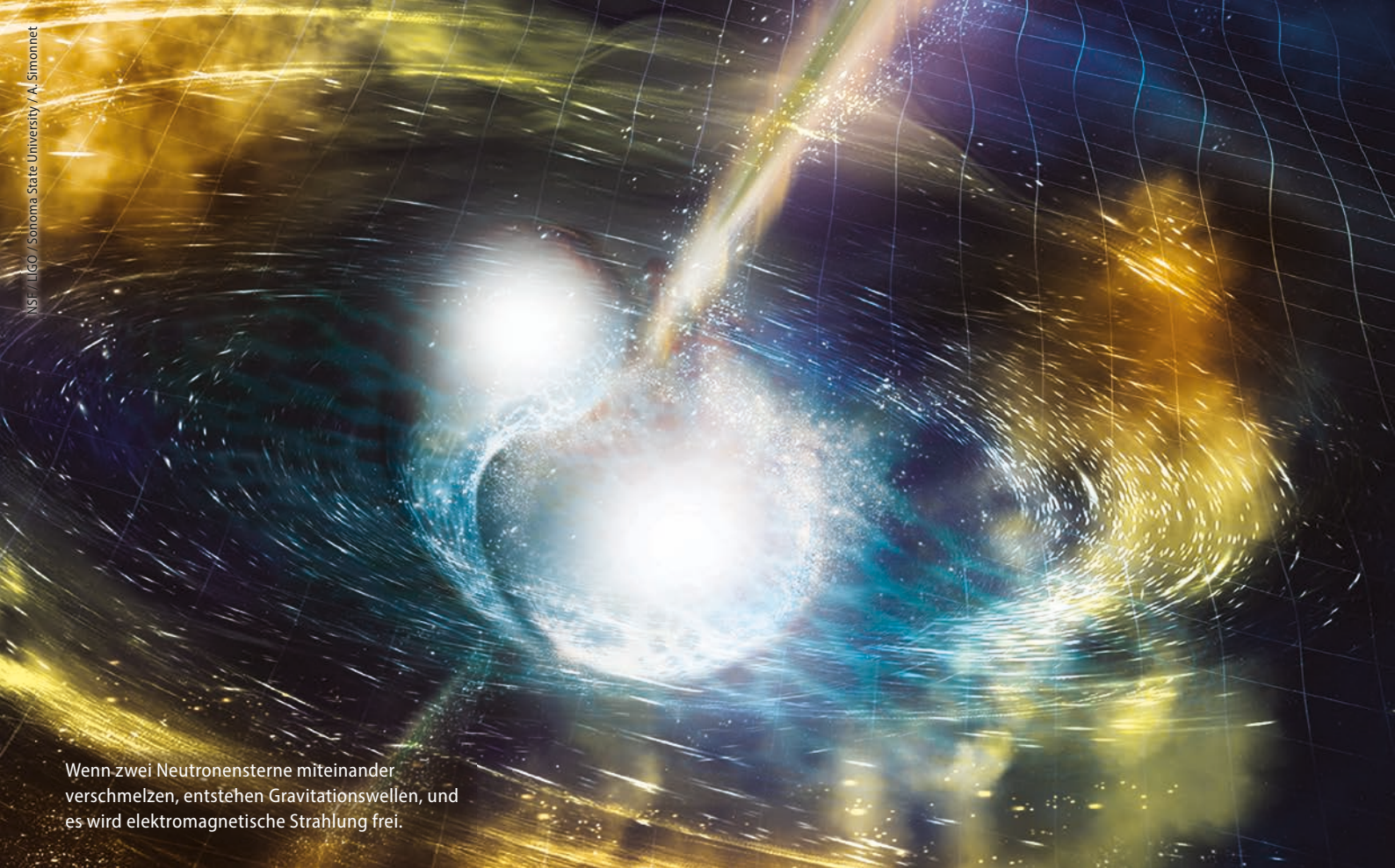




Wenn zwei Neutronensterne miteinander verschmelzen, entstehen Gravitationswellen, und es wird elektromagnetische Strahlung frei.

KERNPHYSIK

Dichter Materie auf der Spur

Die Beobachtung von Gravitationswellen hilft dabei, die nukleare Zustandsgleichung zu untersuchen.

Achim Schwenk und Ingo Tews

Bei der Supernova-Explosion eines massiven Sterns kann ein Neutronenstern entstehen, der aus der dichtesten beobachtbaren Materie im Universum besteht. Wenn in einem Doppelsternsystem zwei Neutronensterne kollidieren und verschmelzen, lassen sich Gravitationswellen und elektromagnetische Strahlung nachweisen. Diese ermöglichen es zusammen mit anderen Neutronensternbeobachtungen, die nukleare Zustandsgleichung und damit die Physik der starken Wechselwirkung in einem interdisziplinären Forschungsansatz zu untersuchen.

Als vor 130 Millionen Jahren in der Kreidezeit die Dinosaurier auf der Erde herrschten und die heutigen Kontinente allmählich auseinanderdrifteten, ereignete sich in der fernen Galaxie NGC 4993 ein faszinierendes Naturschauspiel: Zwei Neutronensterne verschmolzen mit-

einander. Neutronensterne wurden 1967 von Jocelyn Bell Burnell entdeckt. Als Endstadium des Lebenszyklus von Sternen mit einer Masse zwischen 8 und 25 Sonnenmassen ($M_{\odot}$) entstehen sie in gewaltigen Supernova-Explosionen [1] – leichtere Sterne enden als Weiße Zwerge, schwere kollabieren zu Schwarzen Löchern. Typische Neutronensterne haben eine Masse von $1,4 M_{\odot}$, komprimiert in einem kompakten Objekt mit einem Radius von etwa zwölf Kilometern. Daraus ergibt sich eine mittlere Dichte in der Größenordnung der Kernsaturationsdichte von $2,7 \cdot 10^{14} \text{ g/cm}^3$. Dichter lassen sich Neutronen und Protonen in Atomkernen nicht zusammenpacken. Aufgrund der Gravitation können im Zentrum von Neutronensternen sogar Werte von 10^{15} g/cm^3 auftreten. In Neutronensternen ist aber nicht nur die Materie unglaublich dicht gepackt. Sie weisen die stärksten bekannten Magnetfelder auf, rotieren mit Frequenzen von bis zu 1 kHz, und ihre Kruste stellt das

härteste Material im Universum dar [2]. In vielerlei Hinsicht liegt dort die extremste Form von Materie vor, die sich direkt beobachten lässt.

Aus der hohen Dichte resultieren extreme Gravitationsfelder, welche die Newtonsche Gravitationstheorie nicht mehr beschreiben kann: In Neutronensternen gelten die Gesetze der Allgemeinen Relativitätstheorie. Um die Eigenschaften von Neutronensternen zu berechnen, ist es notwendig, die Gleichungen von Richard C. Tolman, J. Robert Oppenheimer und George M. Volkoff (TOV-Gleichungen) zu lösen. Als einziger Input dient die Zustandsgleichung (**Infokasten**): Sie beschreibt, wie sich der Druck $P(\epsilon, T)$ der Materie als Funktion von Energiedichte ϵ und Temperatur T verhält. Die Lösung der gekoppelten TOV-Differentialgleichungen ergibt den Druck- und Dichteverlauf im Neutronenstern und so den Radius als Funktion der Masse, die Masse-Radius-Beziehung.

Der Druck der Materie im Inneren des Neutronensterns wirkt dessen gravitativem Kollaps entgegen. Je höher der Druck ausfällt, desto größer können Radius und Masse eines Neutronensterns werden. Wie sich stark wechselwirkende Materie bei hoher Dichte verhält, ist allerdings nicht gut verstanden, sodass viele Modelle für die Zustandsgleichung existieren. Daraus resultiert eine Unsicherheit für den Radius von Neutronensternen. Außerdem ergeben die TOV-Gleichungen für jede Zustandsgleichung eine maximale Masse für Neutronensterne, für die der Druck der Materie gerade noch ausreicht, um den Stern zu stabilisieren. Für größere Massen hat die Materie im Zentrum des Sterns der Gravitation nichts entgegenzusetzen, und er kollabiert zu einem Schwarzen Loch.

Während bereits die Eigenschaften einzelner Neutronensterne faszinierend sind, liefern sie in Doppelsternsystemen weitere interessante Einsichten. Russell A. Hulse und Joseph H. Taylor, Jr. entdeckten 1974 mit dem Radioteleskop Arecibo das erste dieser Systeme und erhielten dafür 1993 den Physik-Nobelpreis. Die Beobachtung dieses Systems erlaubte sehr genaue Tests der Allgemeinen Relativitätstheorie, die Einsteins Theorie bisher mit Bravour bestanden hat. Einer dieser Tests untersucht die zeitliche Änderung der Umlaufdauer der beiden Neutronensterne. Diese nimmt wegen der Emission von Gravitationswellen ab, welche die beiden bewegten kompakten Objekte aussenden: Die Emission reduziert die Energie im Doppelsternsystem. Dieser Effekt ließ sich beim Hulse-Taylor-Pulsar beobachten, in hervorragender Übereinstimmung mit den Vorhersagen der Allgemeinen Relativitätstheorie.

Die Emission von Gravitationswellen begrenzt die Lebensdauer solcher Doppelsternsysteme auf etwa 10^8 bis 10^9 Jahre. Danach hat das System so viel Energie verloren, dass die Neutronensterne kollidieren und dabei verschmelzen. Dieser Prozess lässt sich in mehrere Phasen unterteilen. Während der „Inspiral“-Phase nähern sich die beiden Neutronensterne stetig einander an (**Abb. 1**), sodass die Emission von Gravitationswellen immer stärker wird. In den letzten hundert Sekunden vor dem Verschmelzen ist die Amplitude so groß, dass Detektoren wie das Laser Interferometer Gravitational Wave Observatory (LIGO) in den USA, Virgo in Italien und der Kamioka Gravitational Wave

Detector (KAGRA) in Japan die Wellen auf der Erde messen können. Unmittelbar vor dem Verschmelzen verformen sich die Neutronensterne unter der Gezeitenwirkung und schleudern Neutronensternmaterie ins All. Sobald sie sich berühren, verschmelzen sie zu einem schwereren Objekt und setzen weitere Materie frei. Damit beginnt die „Postmerger“-Phase. Das neue Objekt kollabiert entweder direkt zu einem Schwarzen Loch oder es formt einen überschweren, sehr schnell rotierenden Neutronenstern. Dieser schwingt ähnlich einer Glocke und emittiert weiterhin Gravitationswellen. Ob dieses System schließlich zu einem Schwarzen Loch kollabiert oder als Neutronenstern weiter existiert, bestimmen die Eigenschaften der Materie im Kern des Sterns. In dieser Phase formt sich auch eine Akkretionsscheibe, die weiteres Material ins All aussendet.

Das ins All geschleuderte Material enthält extrem viele Neutronen, sodass darin der „rapid neutron-capture process“ (r-Prozess) stattfindet. Dabei fangen Atomkerne schnell Neutronen ein, bevor sie zu einem stabilen Kern zerfallen können, sodass sehr neutronenreiche Isotope entstehen. Erst wenn der Neutronenfluss nachlässt, findet der Zerfall vor einem weiteren Neutroneneinfang statt: Der r-Prozess erzeugt so selbst die schwersten Elemente Thorium und Uran [5] und spielt eine zentrale Rolle, um die Entstehung der Elemente zu erklären. Experimente an der Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) in Darmstadt oder der Facility for Rare Isotope Beams (FRIB) in den

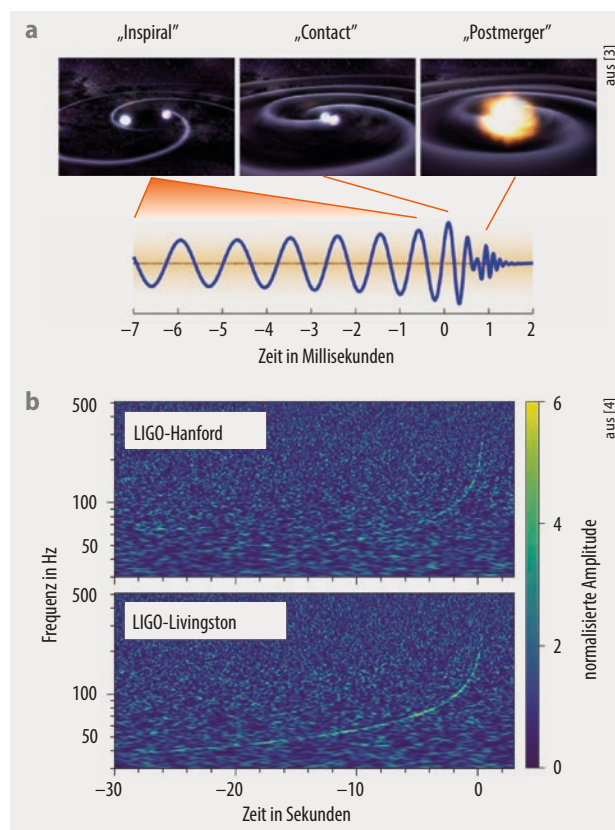


Abb. 1 Wenn Neutronensterne verschmelzen, lässt sich ein Gravitationswellensignal während der „Inspiral“-Phase bis zum Kontakt der Neutronensterne messen (a). Das „Postmerger“-Signal hängt vom Produkt der Verschmelzung ab. Die LIGO-Detektoren in Hanford und Livingston haben das „Inspiral“-Signal GW170817 als Funktion der Zeit nachgewiesen (b).

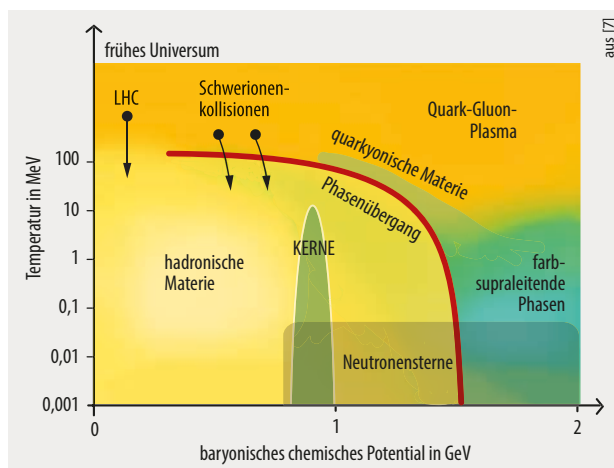


Abb. 2 Im QCD-Phasendiagramm als Funktion von chemischem Potential und Temperatur gibt es einen Übergang (rot) von hadronischer Materie, wo Quarks dem Confinement unterliegen, zu Materie mit zunehmend freien Quarks. Neutronensterne als Labor und Beschleunigerexperimente mit Schwerionen können helfen, diesen Übergang zu erforschen.

USA sollen helfen, die zugrundeliegende Kernphysik besser zu verstehen. Die elektromagnetische Strahlung der Kernzerfälle und des sich abkühlenden Materials ist als Kilonova beobachtbar [6].

Die Gravitationswellen und elektromagnetische Strahlung, die beim Verschmelzen der Neutronensterne in der Galaxie NGC 4993 vor 130 Millionen Jahren frei wurden, trafen am 17. August 2017 auf der Erde ein. Während die beiden LIGO-Detektoren die Gravitationswellen nachwiesen (GW170817) [4], beobachteten mehrere Teleskope das elektromagnetische Signal der Kilonova bei unterschiedlicher Wellenlänge. Dies hat nicht nur zu einem besseren Verständnis des r -Prozesses geführt, sondern auch zu wichtigen Erkenntnissen über die Zustandsgleichung von dichter Materie und die starke Wechselwirkung, wie wir in diesem Artikel zeigen wollen.

Phasendiagramm und Zustandsgleichung

Die starke Wechselwirkung ist neben der Gravitation, der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung eine der vier fundamentalen Wechselwirkungen in der Natur. Gluonen vermitteln als Austauschteilchen die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks, beschrieben durch die Quantenchromodynamik (QCD). Die Interaktion von Quarks und Gluonen ist im Standardmodell der Teilchenphysik zum Beispiel für die Struktur von Neutronen und Protonen verantwortlich. Unter normalen Bedingungen treten Quarks nicht isoliert auf, sondern wegen des „Confinement“ immer in Paaren als Mesonen (z. B. Pionen) oder in Tripeln als Baryonen (z. B. Neutronen und Protonen).

Dieses Confinement lässt sich auch überwinden. Bei sehr hoher Temperatur bildet sich ein Quark-Gluon-Plasma, bei sehr hoher Dichte Quarkmaterie. Das QCD-Phasendiagramm beschreibt, in welcher Phase sich ein stark wechselwirkendes System abhängig von Temperatur und chemischem Potential oder Dichte befindet (Abb. 2). Unser Wissen über dieses Phasendiagramm ist aber sehr begrenzt.

Zwar erlauben es theoretische Rechnungen in der Gitter-QCD, das Phasendiagramm im Grenzwert kleiner Dichte zu untersuchen. Bei endlicher Dichte ist die Methode derzeit aber sehr begrenzt, sodass die theoretische Beschreibung auf effektiven Modellen basiert. Um die Geheimnisse des Phasendiagramms bei endlicher Temperatur und Dichte zu entschlüsseln, finden zum Beispiel Experimente am Large Hadron Collider des CERN in Genf, am Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) des Brookhaven National Laboratory auf Long Island oder zukünftig bei FAIR in Darmstadt statt.

Das QCD-Phasendiagramm und die Eigenschaften stark wechselwirkender Materie spiegeln sich direkt in der nuklearen Zustandsgleichung wider, weil diese von der starken Wechselwirkung zwischen den relevanten Freiheitsgraden bestimmt wird: Bei kleiner Dichte treten Nukleonen, also Neutronen und Protonen, auf. Bei hoher Dichte sind auch exotische Freiheitsgrade wie Hyperonen möglich; eine extrem hohe Dichte erlaubt auch freie Quarks. Ähnlich wie das QCD-Phasendiagramm ist auch die nukleare Zustandsgleichung nur in der Größenordnung der Kernsaturierungsdichte gut bekannt sowie bei asymptotisch hoher Dichte, wo die starke Wechselwirkung perturbativ ist (pQCD).

Neutronensterne bieten daher eine zusätzliche Informationsquelle über die Eigenschaften dichter neutronenreicher Materie. Als kosmische Laboratorien für die nukleare Zustandsgleichung erlauben sie es, Materie bei höchster Dichte zu beobachten. Anders als in Experimenten mit Schwerionen auf der Erde spielt die Temperatur nur beim Verschmelzen eine Rolle, sodass sich die Zustandsgleichung von Neutronensternmaterie in den meisten Fällen vereinfacht zu: $P(\epsilon, T=0) = P(\epsilon)$. Die beobachteten Massen und Radien schränken die Zustandsgleichung ein, weil die TOV-Gleichungen die Masse-Radius-Beziehung mit der Zustandsgleichung verknüpfen.

Nachdem James Chadwick 1932 die Existenz des Neutrons nachgewiesen hatte, spekulierten u. a. Tolman und Oppenheimer über die Existenz von Neutronensternen. Sie benutzten die Zustandsgleichung freier Neutronen,

Die Zustandsgleichung

Das Resultat mikroskopischer Berechnungen von kalter ($T = 0$), dichter Kernmaterie ist typischerweise die Energie E pro Teilchen $E/A(n, x)$, wobei A die Nukleonenzahl in einem gegebenen Volumen V ist. Die Energie pro Teilchen ist eine Funktion der Dichte $n = A/V$ und des Protonenanteils x , der die relative Anzahl an Protonen und Elektronen in Neutronensternmaterie beschreibt. Der Wert für x bei gegebener Dichte folgt aus dem β -Gleichgewicht: $\mu_n = \mu_p + \mu_e$ mit dem chemischen Potential μ_i der Spezies i . Dieses lässt sich aus der Energie pro Teilchen berechnen und bestimmt x bei gegebener Dichte n . Für jede Dichte und ihren Protonenanteil x ergeben sich aus der Energie pro Teilchen Druck und Energiedichte wie folgt:

$$\epsilon = \frac{E}{V} = \frac{E}{A} \cdot \frac{A}{V} = n \cdot \frac{E}{A}, \quad (1)$$

$$P = -\frac{\partial E}{\partial V} = -\frac{\partial (E/A)}{\partial (V/A)} = n^2 \cdot \frac{\partial (E/A)}{\partial n}. \quad (2)$$

Daraus erhält man die Zustandsgleichung $P = P(\epsilon)$.

um die TOV-Gleichungen zu lösen und die Eigenschaften solch extremer Sterne abzuschätzen. Als maximale Masse berechneten sie $0,7 M_{\odot}$ und schlussfolgerten, dass Neutronensterne in der Natur unwichtig seien. Mittlerweile haben genaue Beobachtungen mit Radioteleskopen gezeigt, dass Neutronensterne sogar schwerer als $2 M_{\odot}$ sein können [8]. Grund dafür ist die starke Wechselwirkung, welche die Neutronensterne stabilisiert. Welcher Radius zu einem Neutronenstern gegebener Masse gehört, hängt von der nuklearen Zustandsgleichung ab, die allerdings mit großen Unsicherheiten behaftet ist. Denn die extremen Bedingungen im Inneren von Neutronensternen lassen sich weder im Labor nachstellen noch durch explizite quantenchromodynamische Rechnungen bestimmen. Daher variiert für einen typischen Neutronenstern mit einer Masse von $1,4 M_{\odot}$ der vorhergesagte Radius zwischen 9 und 14 Kilometern. Die großen Distanzen zu Neutronensternen machen Messungen der Radien mit dieser Genauigkeit jedoch sehr herausfordernd, zumal sie auch systematischen Unsicherheiten unterliegen. Um Informationen aus Neutronensternbeobachtungen zu extrahieren, startet man daher mit verlässlichen kernphysikalischen Modellen und extrapoliert dann möglichst allgemein zu den Bedingungen im Zentrum der Neutronensterne.

Chiral und effektiv berechnen

Im Zentrum von Neutronensternen kann die Dichte bis zum Zehnfachen der Kernsaturierungsdichte anwachsen. In den äußeren Bereichen des Neutronensterns, bei der ein- bis zweifachen Kernsaturierungsdichte, ist die nukleare Zustandsgleichung jedoch durch die Wechselwirkung zwischen Neutronen und Protonen bestimmt. In diesem Regime kann die chirale effektive Feldtheorie (EFT) die starke Wechselwirkung beschreiben [9]. Als eine effektive Theorie der QCD nutzt sie eine Impulsentwicklung auf systematische Weise: Die Nukleonen interagieren entweder über den Austausch von Pionen oder kurzreichweitige Kontaktwechselwirkungen. Letztere decken zum Beispiel Effekte ab, die beim Austausch schwererer Mesonen auftreten, was aufgrund ihrer größeren Masse nur über sehr kurze Reichweiten möglich ist. Die Kontaktwechselwirkungen lassen sich durch Kopplungen beschreiben, die an experimentelle Nukleon-Nukleon-Streudaten und die Eigenschaften leichter Atomkerne angepasst sind. Das garantiert, selbst solche physikalischen Effekte abzudecken, die bei kleinen Impulsen nicht explizit auflösbar sind. Allerdings ist die chirale EFT daher nur bei Impulsen anzuwenden, für die diese Annahmen gültig bleiben. Bei größeren Impulsen von $Q > \Lambda_b = 500 - 600 \text{ MeV}$ – der Wert gehört etwa zur doppelten Kernsaturierungsdichte – funktioniert die chirale EFT nicht mehr zuverlässig, weil sie etwa schwerere Mesonen und Nukleonenanregungen nicht explizit berücksichtigt. Der Parameter Λ_b heißt daher auch „Breakdown“-Skala. Die chirale EFT berücksichtigt als systematische Theorie alle möglichen Wechselwirkungsmechanismen, entwickelt diese nach dem Impuls Q/Λ_b bei kleinen Impulsen Q und ordnet die Beiträge nach Wichtigkeit: je höher die Ordnung der berücksichtigten Wech-

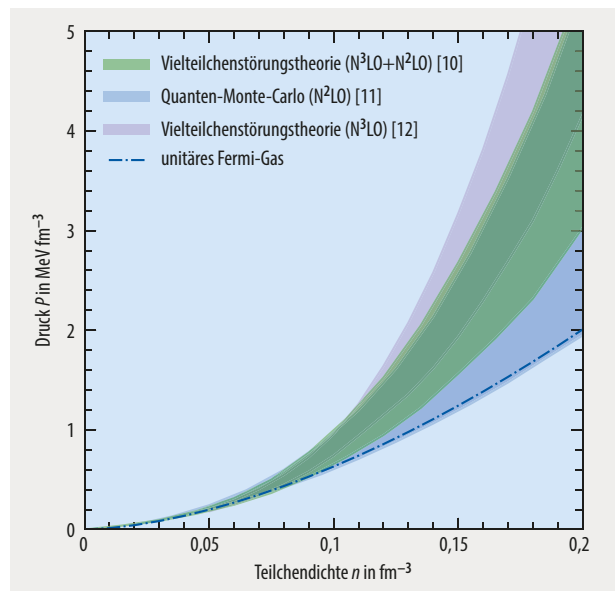


Abb. 3 Mit chiraler EFT lässt sich der Druck P von Neutronenmaterie als Funktion der Teilchendichte n berechnen; die Kernsaturierungsdichte beträgt $n = 0,16 \text{ fm}^{-3}$. Für unterschiedliche chirale Ordnungen und verschiedene Vielteilchenmethoden sind die Rechnungen konsistent mit der Annahme, dass der Druck von Neutronenmaterie größer ist als der eines unitären Fermi-Gases (blau).

selwirkungsanteile, desto präziser die Resultate und desto aufwändiger die Berechnungen. In der Praxis werden die Rechnungen daher meist nach der dritten Ordnung (Next-to-Next-to-Leading Order, $N^2\text{LO}$) bzw. der vierten ($N^3\text{LO}$) abgebrochen.

Neben der Systematik besitzt die chirale EFT zwei weitere entscheidende Vorteile gegenüber älteren Wechselwirkungsmodellen. Zum einen beinhaltet sie auf natürliche Weise Vielteilchenkräfte, die entscheidend sind, um Atomkerne und dichte Materie korrekt zu beschreiben. Zum anderen ermöglicht sie die Angabe theoretischer Unsicherheiten, da sich die Größenordnung vernachlässigter Wechselwirkungsbeiträge mithilfe der Impulsentwicklung abschätzen lässt. Nur so gelingt es, für die Zustandsgleichung bei der Extrapolation zur Dichte von Neutronensternmaterie die Unsicherheit solide abzuschätzen. **Abbildung 3** zeigt den Druck von Neutronenmaterie für verschiedene Rechnungen und Ordnungen in chiraler EFT mit ihren Unsicherheitsbändern [10 – 12].

Für noch höhere Dichten gibt es derzeit keine Modelle, welche die starke Wechselwirkung sicher beschreiben. Daher ist es sinnvoll, Extrapolationsmethoden zu verwenden, die nicht zu weiteren systematischen Unsicherheiten führen. Dafür werden viele Zustandsgleichungen erzeugt, die bei kleiner Dichte mit der chiralen EFT und bei höherer Dichte mit allen physikalischen Gesetzen und beobachteten Massen von Neutronensternen übereinstimmen. Aus Beobachtungen schwerer Neutronensterne wissen wir zum Beispiel, dass die Zustandsgleichung einen ausreichend großen Druck produzieren muss, der Sterne mit zwei Sonnenmassen gegen einen Gravitationskollaps stabilisiert. Solche Ansätze führen zu einem erlaubten Bereich für die Zustandsgleichung, deren Bereich nach und nach mit Beobachtungen von Neutronensternen und experimentellen

Daten zu dichter Materie eingeschränkt wird. Auch Gravitationswellen eignen sich dafür.

Aus Gravitationswellen lernen...

Gravitationswellen der „Inspirale“- oder der „Postmerger“-Phase ermöglichen es, die nukleare Zustandsgleichung weiter einzugrenzen. Während der „Inspirale“-Phase emittiert das System aus zwei Neutronensternen Gravitationswellen und verliert Energie. Die Stärke des Signals wächst mit dem schrumpfenden Abstand der beiden Neutronensterne. Für den größten Teil dieser Phase lassen sich die individuellen Sterne als Punktmassen betrachten, sodass es nicht möglich ist, Informationen jenseits der Massen der Neutronensterne zu extrahieren. Die Situation ändert sich jedoch in den letzten Sekunden vor dem Kontakt der beiden Neutronensterne. Dann verformen sie sich im Gravitationsfeld des Partnersterns, analog zu den Gezeiten auf der Erde durch das Gravitationsfeld des Mondes. Wie stark die Verformung ausfällt, hängt vom Radius der einzelnen Neutronensterne ab: Ein kleiner, kompakter Neutronenstern ist schwerer zu verformen als ein großer. Das Gravitationswellensignal reagiert emp-

findlich auf diese Verformung und damit auf die Sternradien. Die Beobachtung von GW170817 hat genau dies ermöglicht. Verschiedene Arbeitsgruppen haben eine große Anzahl von Zustandsgleichungen, die bei kleineren Dichten durch chirale EFT eingeschränkt sind, im Hinblick auf ihre Übereinstimmung mit GW170817 untersucht und unabhängig herausgefunden, dass typische Neutronensterne mit $1,4 M_{\odot}$ einen Radius kleiner als 13 bis 14 Kilometer haben müssen [13 – 16]. Neuere Untersuchungen reduzieren diese obere Grenze auf weniger als 13 Kilometer und schließen Zustandsgleichungen mit sehr hohem Druck bei mittlerer Dichte aus. Nach derzeitigem Erkenntnisstand scheint der Wert um 12 Kilometer zu konvergieren (Abb. 4).

Nach dem Signal GW170817 haben weitere Beobachtungen von Gravitationswellen im Zusammenhang mit Neutronensternen stattgefunden: die Verschmelzung zweier Neutronensterne mit höherer Gesamtmasse GW190425 und das Verschmelzen eines Schwarzen Lochs mit einem Objekt der Masse $2,6 M_{\odot}$ – entweder das leichteste beobachtete Schwarze Loch oder der schwerste nachgewiesene Neutronenstern. Die großen Unsicherheiten beider Signale führten jedoch dazu, dass ihr Einfluss auf die Bestimmung der Zustandsgleichung begrenzt blieb.

Auch die „Postmerger“-Phase erlaubt Rückschlüsse auf die Zustandsgleichung. Ein wichtiges Merkmal des Signals dieser Phase ist der charakteristische Frequenzpeak (Abb. 5a). Die Frequenz ist hier doppelt so groß wie die orbitale Frequenz der beiden Neutronensterne in der „Inspirale“-Phase. Sie liegt also in einem Frequenzbereich, den nur die neuen Gravitationswelleninstrumente der dritten Generation beobachten können. Neutronensterne mit kleinerem Radius können einander vor der Kollision näherkommen als größere und senden daher Gravitationswellen höherer Frequenz aus. Die charakteristische Frequenz des „Postmerger“-Signals ist demnach umgekehrt proportional zum Radius [17] und erlaubt es daher, diesen und somit die Zustandsgleichung weiter einzugrenzen (Abb. 5b). Falls sich beim Verschmelzen ein schwerer Neutronenstern bildet, übersteigt seine zentrale Dichte diejenige typischer Neutronensterne deutlich. Sollte ein Phasenübergang zu exotischer Materie existieren, der nur in schweren Sternen auftritt, könnte insbesondere das „Postmerger“-Signal Rückschlüsse darauf zulassen.

Informationen aus dem Endstadium des Verschmelzens erlauben es, die maximale Masse einzugrenzen, welche die Zustandsgleichung ermöglichen muss. Fällt diese eher niedrig aus, kollabiert das überschwere System. Ist die Masse groß, kann ein langlebiger Neutronenstern entstehen. Auch die Kilonova von GW170817 hat solche Einblicke ermöglicht. Die Beobachtungen im elektromagnetischen Spektrum ergeben eine eher große Masse des Kilonova-Materials. Dies können derzeitige Simulationen nur erklären, wenn sich eine ausreichend massive Akkretionsscheibe geformt hat. Die notwendige Masse deutet darauf hin, dass das Endprodukt des Verschmelzens der Neutronensterne zumindest für mehrere Millisekunden überlebt hat und nicht sofort zu einem Schwarzen Loch kollabiert ist. Damit lassen sich die Grenzmasse für den sofortigen Kollaps eingrenzen und solche Zustandsgleichungen ausschließen,

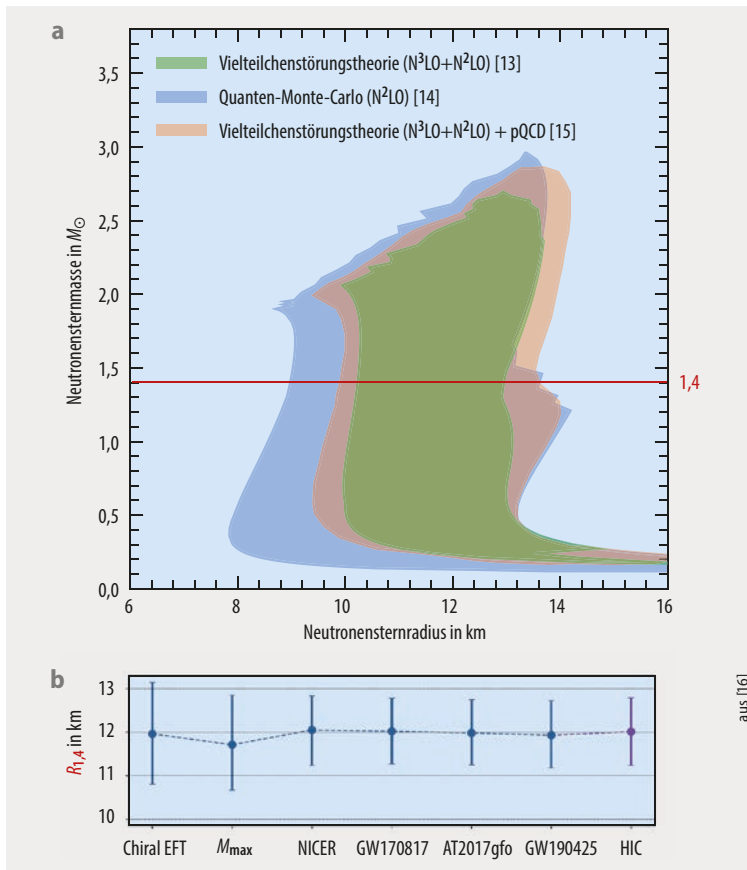


Abb. 4 Für die Masse-Radius-Beziehung eines Neutronersterns liefern verschiedene Modelle Unsicherheitsbänder basierend auf Rechnungen mit chiralen Wechselwirkungen bei kleineren Dichten (a). Dabei berücksichtigen alle Modelle, dass es Neutronensterne mit zwei Sonnenmassen gibt, und sie enthalten Gravitationswelleninformationen von GW170817. Für einen Neutronenstern mit $1,4 M_{\odot}$ variiert der Radius um 12 km (b): Grundlage sind Zustandsgleichungen auf Basis chiraler EFT; Einschränkungen erfolgen mit der beobachteten maximalen Masse eines Neutronersterns $M_{\max}$, Röntgenbeobachtungen von NICER, den Gravitationswellensignalen GW170817 und GW190425, den Beobachtungen im elektromagnetischen Spektrum AT2017gfo und Ergebnissen von Schwerionenkollisionen (HIC).

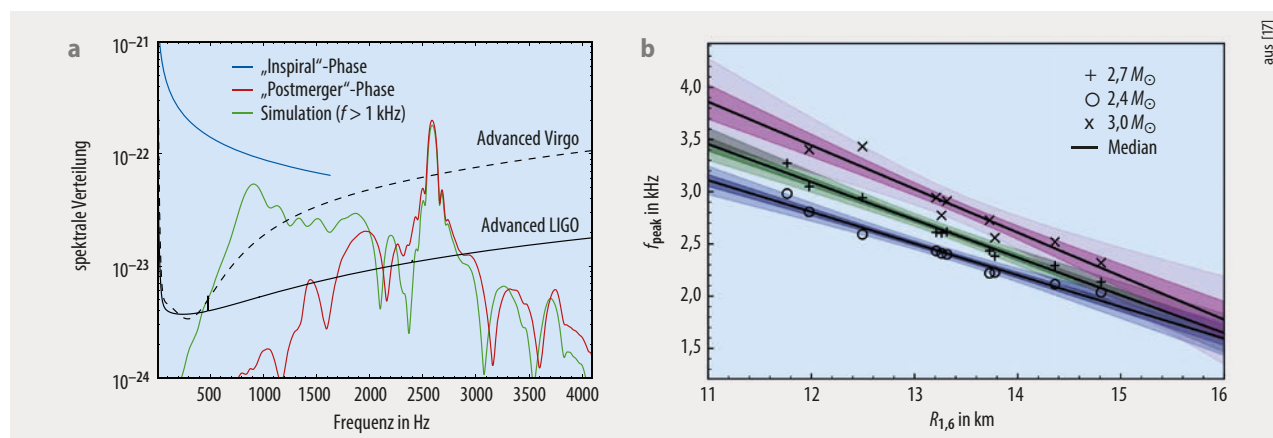


Abb. 5 Im Frequenzspektrum des „Postmerger“-Gravitationswellensignals (a) ist der charakteristische Peak mit einer Frequenz f_{peak} zwischen 2000 und 3000 Hz deutlich sichtbar – hier für ein Modell der Zustandsgleichung gezeigt. Die charakteristische Frequenz korreliert mit dem Radius eines Neutronensterns mit $1,6 M_{\odot}$ bei drei verschiedenen Gesamtmassen der Verschmelzung (b).

die zu einem kleineren Radius bzw. geringerer maximaler Masse führen. Aus dem zeitlichen Verlauf der Intensitäten im elektromagnetischen Spektrum ergibt sich, welche Energiemenge im Material deponiert wurde. Der Wert impliziert, dass kein langlebiger Neutronenstern resultierte, was die maximale Masse nach oben auf etwa $2,3 M_{\odot}$ beschränkt [18]. Da für die Eingrenzungen die Modellierung der Kilonova notwendig ist, sind sie deutlich modellabhängiger als diejenigen, die sich aus der „Inspiral“-Phase ergeben.

... und in Laborexperimenten untersuchen

Materie unter extremen Bedingungen lässt sich auch in Laborexperimenten mit Schwerionenkollisionen und mit Präzisionsmessungen an Atomkernen untersuchen. Bei der Kollision zweier schwerer Atomkerne bildet sich ein dichter und heißer „Feuerball“ in der Größe eines Atomkerns. Dieser besitzt ähnliche Eigenschaften wie die Materie nach der Kollision zweier Neutronensterne [16], wobei im Experiment weniger neutronenreiche Bedingungen vorliegen. Auch das Verhalten der Materie nach einer Schwerionenkollision erlaubt Rückschlüsse auf die Zustandsgleichung bei einer Dichte jenseits der von Atomkernen. So sind etwa die Experimente ASY-EOS und FOPI am GSI Helmholtzzentrum in Darmstadt besonders sensitiv auf den Bereich von ein- bis zweifacher Kernsaturierungsdichte (**Abb. 6a**). Die Ergebnisse stimmen sehr gut mit den Unsicherheitsbändern chiraler EFT-Rechnungen überein. Ein interessanter Unterschied besteht darin, dass die Schwerionenkollisionen bei mittlerer Dichte einen etwas höheren, aber im Rahmen der Unsicherheiten konsistenten Druck ergeben zu den Informationen aus Gravitationswellen. Schwerionenkollisionen an FAIR in Darmstadt sowie an RHIC und FRIB in den USA lassen weitere Einschränkungen erwarten.

Darüber hinaus liefern präzise Untersuchungen der Eigenschaften von Atomkernen Informationen zur Zustandsgleichung. Größere stabile Atomkerne sind aus deutlich mehr Neutronen als Protonen aufgebaut, sodass ihr Neutronenradius größer ausfällt als der Protonenradius. Diese Neutronenhaut ist zum Beispiel bei ^{208}Pb ausgeprägt und vielfältig untersucht. Ihre Dicke, die Differenz der beiden

Radien, hängt vom Druck in reiner Neutronenmaterie ab, die durch den L -Parameter gegeben ist: je größer der Druck von Neutronenmaterie, desto dicker die Neutronenhaut und entsprechend der Radius von Neutronensternen. Dabei ist L gegeben als Ableitung der Symmetrienergie S_0 nach der Dichte: $L = 3n \partial S_0 / \partial n$. Berechnungen mit chiraler EFT eingeschränkt durch astrophysikalische Beobachtungen [19] stimmen im Rahmen der Unsicherheiten sehr gut mit der gemessenen Dipol-Polarisierbarkeit [20] und der Neutronenhaut von ^{208}Pb [21] überein (**Abb. 6b**).

Forschungseinrichtungen mit kernphysikalischem Schwerpunkt, wie die GSI bzw. FAIR in Darmstadt, ISOLDE am CERN, RIBF in Japan oder FRIB in den USA, erlauben es, Kerne und Materie mit extremem Neutronenüberschuss zu untersuchen und damit Neutronensternen im Labor so nahe zu kommen wie möglich.

Was die Zukunft bringt

Die Beobachtung von GW170817 lieferte Informationen für viele Bereiche in der Physik: von der Entstehung schwerer Elemente im r -Prozess über die Zustandsgleichung dichter, neutronenreicher Materie bis hin zu diversen Tests der Gravitation. Die Signale, die von diesem auf einer kosmologischen Skala sehr nahen Ereignis auf der Erde messbar waren, haben es zusammen mit der Beobachtung schwerer Neutronensterne erlaubt, die Unsicherheit beim maximalen Radius von Neutronensternen von etwa 9 bis 14 Kilometern auf 11 bis 13 km zu begrenzen – und damit auch die nukleare Zustandsgleichung einzuschränken.

Ab dem nächsten Jahr verstärkt der japanische KAGRA-Detektor das Netzwerk der Gravitationswellendetektoren von LIGO und Virgo. Zusammen sollten sie viele weitere Verschmelzungen zweier Neutronensterne bzw. eines Neutronensterns mit einem Schwarzen Loch beobachten. Darüber hinaus befinden sich derzeit neue Instrumente der dritten Generation in der Planungsphase, die zusätzliche Möglichkeiten eröffnen werden, zum Beispiel das Einstein-Teleskop in Europa und der Cosmic Explorer in den USA. Die weitere Beobachtung von Neutronensternen verschiedener Masse sollte es nach und nach erlauben, die in der

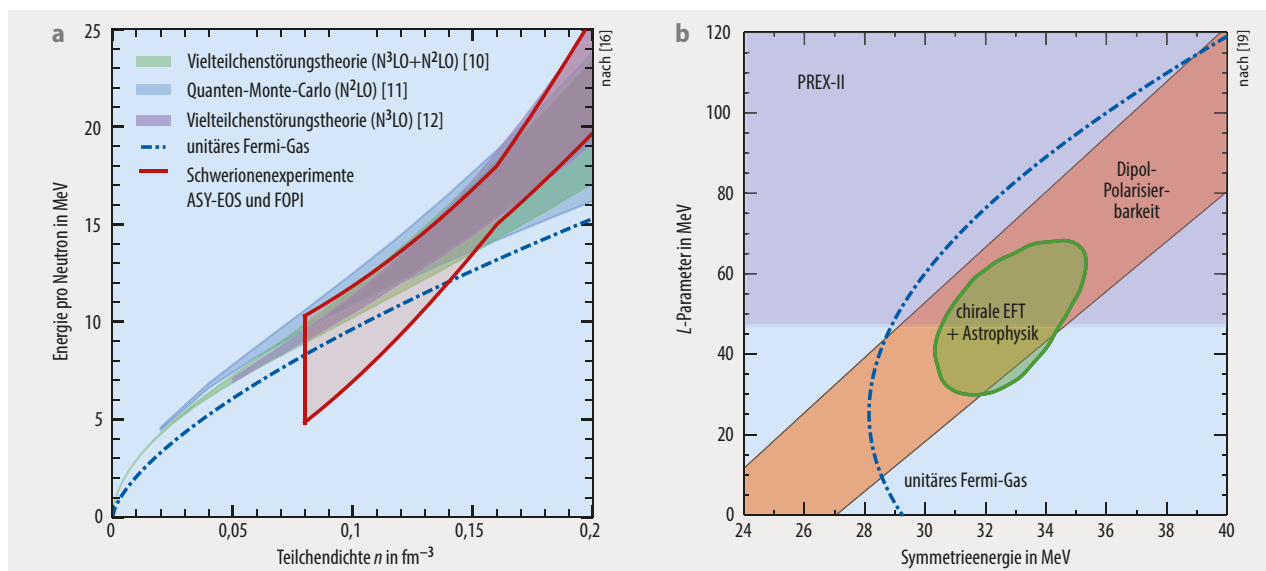


Abb. 6 Die Schwerionenkollisionsexperimente ASY-EOS und FOPI schränken die Energie pro Teilchen von Neutronenmaterie auf einen ähnlichen Bereich (a, rot) ein, wie ihn die Unsicherheitsbänder chiraler EFT vorgeben (vgl. **Abb. 3**). Rechnungen der chiralen EFT und astrophysikalische Beobachtungen (b, grün), die Dipol-Polarisierbarkeit des Atomkerns ^{208}Pb (orange) und das Experiment PREX-II (lila) ergeben unterschiedliche, aber überlappende Bereiche für die Symmetrieenergie S_0 und den L-Parameter bei Kernsaturationsdichte.

Natur realisierte Masse-Radius-Beziehung – und damit die Zustandsgleichung – für die extreme Dichte von Neutronensternen genau zu bestimmen. Der Nachweis weiterer Verschmelzungen könnte auch dazu führen, die Existenz eines Phasenübergangs in dichter Materie zu belegen.

Wichtige Erkenntnisse hat in den letzten Jahren auch der „Neutron Star Interior Composition Explorer“ (NICER) gewonnen. Diese NASA-Mission auf der internationalen Raumstation zielt darauf ab, die Röntgenstrahlung schnell rotierender Neutronensterne zu messen und daraus deren Radius abzuleiten [7]. Denn die Zeitabhängigkeit des Röntgenspektrums hängt vom Radius der Neutronensterne ab, weil Sterne mit kleinerem Radius das Licht stärker beugen. NICER hat für zwei Neutronensterne beeindruckende Radiusmessungen durchgeführt und beobachtet nun diese und weitere Neutronensterne mit verbesserter Genauigkeit. Die interdisziplinäre Kombination von astrophysikalischen Beobachtungen und kernphysikalischen Experimenten sollte helfen, in den nächsten Jahren viele Geheimnisse der nuklearen Zustandsgleichung zu lüften.

Literatur

- [1] J. Schaffner-Bielich, Physik Journal, Juni 2017, S. 35
- [2] J. M. Lattimer, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **71**, 433 (2021)
- [3] R. E. Spero, Physics **3**, 29 (2010)
- [4] B. P. Abbott et al., Phys. Rev. Lett. **119**, 161101 (2017)
- [5] A. Arcones, Physik Journal, März 2020, S. 31
- [6] G. Martínez-Pinedo et al., Physik Journal, Dezember 2017, S. 20
- [7] A. Watts et al., Rev. Mod. Phys. **88**, 021001 (2016)
- [8] H. T. Cromartie et al., Nat. Astron. **4**, 72 (2020)
- [9] E. Epelbaum, H.-W. Hammer und U.-G. Meißner, Rev. Mod. Phys. **81**, 1773 (2009)
- [10] K. Hebeler et al., ApJ **773**, 11 (2013)
- [11] J. E. Lynn et al., Phys. Rev. Lett. **116**, 062501 (2016)
- [12] C. Drischler, K. Hebeler und A. Schwenk, Phys. Rev. Lett. **122**, 042501 (2019)
- [13] G. Raaijmakers et al., ApJL **893**, L21 (2020)
- [14] I. Tews, J. Margueron und S. Reddy, Eur. Phys. J. A **55**, 97 (2019)
- [15] E. Annala et al., Phys. Rev. Lett. **120**, 172703 (2018)
- [16] S. Huth et al., Nature **606**, 276 (2022)
- [17] K. Chatziioannou et al., Phys. Rev. D **96**, 124035 (2017)
- [18] L. Rezzolla, E. R. Most und L. R. Weih, ApJL **852**, L25 (2018)
- [19] R. Essick et al., Phys. Rev. Lett. **127**, 192701 (2021)
- [20] A. Tamii et al., Phys. Rev. Lett. **107**, 062502 (2011)
- [21] D. Adhikari et al., Phys. Rev. Lett. **126**, 172502 (2021)

Die Autoren



Achim Schwenk (FV Physik der Hadronen und Kerne) hat in Heidelberg studiert und 2002 in Stony Brook, USA, promoviert. Er beschäftigt sich mit stark wechselwirkenden Vielteilchensystemen in Kernphysik und nuklearer Astrophysik. Bis 2009 leitete er die Theorieabteilung am TRIUMF, Kanada. Seither ist er W3-Professor an der TU Darmstadt und seit 2015 Max Planck Fellow am MPI für Kernphysik in Heidelberg.

Prof. Achim Schwenk, PhD, TU Darmstadt, Department of Physics, 64289 Darmstadt; ExtreMe Matter Institute EMMI, GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, 64291 Darmstadt; Max-Planck-Institut für Kernphysik, Saupfercheckweg 1, 69117 Heidelberg, und **Dr. Ingo Tews**, Theoretical Division, Los Alamos National Laboratory, Los Alamos, New Mexico 87545, USA



Ingo Tews (FV Physik der Hadronen und Kerne) hat in Darmstadt Physik studiert und dort 2015 promoviert. Nach einer Postdoc-Station am Institute for Nuclear Theory in Seattle, USA, ist er seit 2018 in der Theoretical Division am Los Alamos National Laboratory als Staff Scientist tätig. Er beschäftigt sich mit Quanten-Monte-Carlo-Simulationen von Atomkernen und dichter Materie und deren Anwendungen in der Astrophysik.