Ronny Bas / Shutterstock

GENTNER-KASTLER-PREIS

Durch die Wüste zur Quantengravitation

Kann Quantengravitation die Eigenschaften der Higgs-Teilchen bestimmen?

Christof Wetterich

Quantentheorie und Allgemeine Relativitätstheorie scheinen zunächst nicht zusammenzupassen: Während die Quantenfeldtheorie auf fluktuierenden Feldern und Wahrscheinlichkeitsaussagen basiert, handelt es sich bei der Gravitation um eine deterministische Theorie. Das metrische Feld der Gravitation sollte fluktuieren, wobei die beobachtete Metrik dem statistischen Erwartungswert des Feldes entspricht – analog zur Quantenelektrodynamik.

Die vor Jahrzehnten begonnenen Versuche, eine Quantengravitation zu formulieren, stießen zunächst auf große Schwierigkeiten. Dass dies die meisten Physiker in der Vergangenheit nicht sehr bekümmert hat, liegt hauptsächlich an den Größenordnungen der relevanten Längen- und Energieskalen: In natürlichen Einheiten $c = \hbar = 1$ ist die Stärke der Gravitation proportional zum Quadrat der Planck-Länge l_p^2, die der Newtonschen Gravitationskonstanten entspricht. Die Planck-Länge $l_\text{p} = 1{,}6 \cdot 10^{-33}$ cm ist winzig: Im Vergleich zur Größe eines Atoms ist sie noch kleiner als die Atomgröße bezogen auf den Durchmesser unseres Sonnensystems. Die Stärke der Gravitationseffekte für Elementarteilchen ist durch die dimensionslose Größe $l_\text{p}^2\, k^2 \sim 2k^2/\bar{M}^2$ gegeben, wobei k die charakteristische Impuls- oder Energieskala eines Experiments ist. Die Planck-Masse $\bar{M} = 2{,}4 \cdot 10^{18}$ GeV ist in unseren Einheiten proportional zum Kehrwert der Planck-Länge. Selbst bei den höchsten Energien des Large Hadron Colliders (LHC) bleibt die Stärke der Gravitation mit $2k^2/\bar{M}^2 \approx 10^{-28}$ extrem schwach.

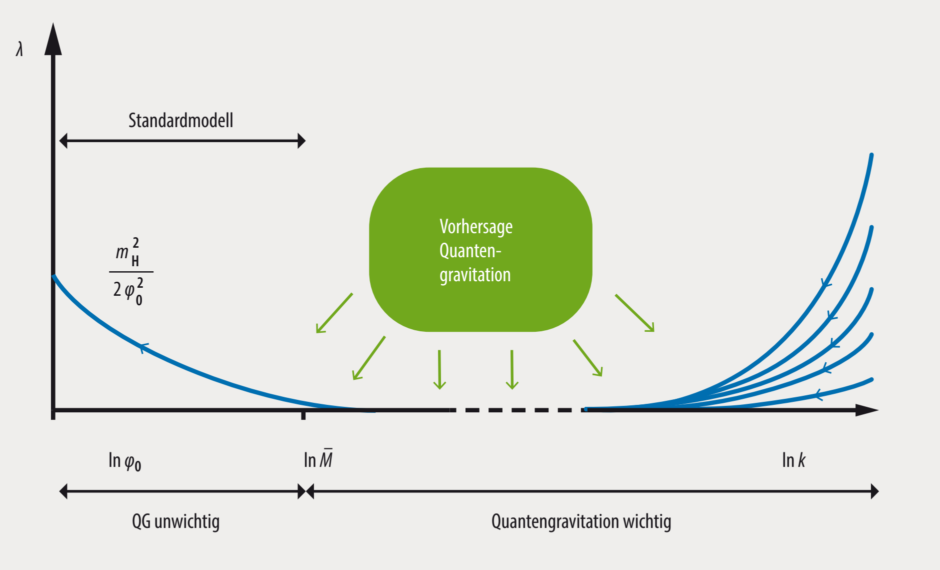

Abb. 1 Skalenabhängigkeit der quartischen Kopplung: Die Quantengravitation entwickelt ihre Vorhersagekraft erst ab $k \approx \bar{M}$. Bei kleineren Werten ist sie nicht wichtig.

Die Gravitationswechselwirkung ist also ein Milliardstel Milliardstel Milliardstel schwächer als die schwache Wechselwirkung. Kann dieser winzige Effekt überhaupt eine Rolle für die Masse des Higgs-Bosons spielen? Direkt nicht, aber indirekt schon. Denn die Mikrophysik bei extrem kurzen Abständen kann das Verhalten der Makrophysik bei sehr viel größeren Abständen bestimmen. Im Bereich der Planck-Länge oder für $k = \bar{M}$ kann die Quantengravitation entscheidend sein. Eine Vorhersage der Masse des Higgs-Bosons aus Eigenschaften der Quantengravitation hat es in der Tat gegeben: Mit Misha Shaposhnikov haben wir 2010 einen Wert von 126 GeV vorhergesagt, mit wenigen GeV Unsicherheit. Das ist im Einklang mit dem gemessenen Wert von 125 GeV. Dass sich diese Übereinstimmung gut begründen lässt, möchte ich in diesem Artikel zeigen.

Parameter der Higgs-Masse

Für die Masse des Higgs-Bosons m_H spielen zwei Parameter eine Rolle. Die Fermi-Skala φ_0 legt die Stärke der schwachen Wechselwirkung, die Masse der W- und Z-Bosonen und auch die Masse der Quarks und Leptonen fest. All diese Massen sind proportional zu φ_0, wobei die Proportionalitätskonstanten den dimensionslosen Kopplungen des Standardmodells entsprechen. Die Fermi-Skala gibt den Absolutwert des Higgs-Feldes im Vakuum an. Er ist ungleich Null und aus der schwachen Wechselwirkung mit $\varphi_0 = 174{,}1$ GeV präzise vermessen, wobei die Feldrichtung nicht festgelegt ist. Man spricht daher von spontaner Symmetriebrechung.

Ein zweiter Parameter ist die dimensionslose Stärke der Selbstwechselwirkung des Higgs-Bosons, die quartische Kopplung λ. Sie bestimmt die Masse des Higgs-Bosons gemäß

$$m_H^2 = 2\lambda\varphi_0^2\,. \tag{1}$$

Aus der Quantengravitation lässt sich mit der Berechnung von λ somit die Masse des Higgs-Bosons vorhersagen.

Große Wüste und große Chance?

In der Quantenfeldtheorie hängen Kopplungen von der betrachteten Energieskala k ab. Wir werden sehen, dass die Quantengravitation den Wert der quartischen Kopplung λ bei $k = \bar{M}$ als sehr klein vorhersagt: $\lambda(k = \bar{M}) \approx 0$. Der Parameter, der für die Masse des Higgs-Bosons (1) nötig ist, entspricht jedoch dem Wert von λ bei der Fermi-Skala. Für den gemessenen Wert $m_H = 125$ GeV beträgt er $\lambda(k = \phi_0) = 0{,}26$. Zwischen der Planck-Skala $\bar{M}$ und der Fermi-Skala φ_0 liegen viele Größenordnungen in k. Für die Energieabhängigkeit oder das „Laufen" der quartischen Kopplung $\lambda(k)$ sind Quantenfluktuationen verantwortlich. Die Skalenabhängigkeit von λ ist durch eine Renormierungsgruppen-Gleichung oder Flussgleichung bestimmt. Kennt man diese Flussgleichung sowie diejenigen für die anderen Kopplungen des Standardmodells, so kann man aus dem „Anfangswert" $\lambda(k = \bar{M}) \approx 0$ den Wert $\lambda(k = \varphi_0)$ berechnen und damit einen Wert für die Masse des Higgs-Bosons angeben.

Für $k \ll \bar{M}$ spielt die Quantengravitation keine wesentliche Rolle mehr. Das kleine Verhältnis $k^2/\bar{M}^2$ unterdrückt in diesem Energiebereich den Effekt der Quantenfluktuationen der Metrik. Nur die Quantenfluktuationen der Felder für Elementarteilchen wie Photonen, W- und Z-Bosonen oder Quarks spielen im Impulsbereich unterhalb der Planck-Masse eine Rolle. Für das Standardmodell kennen wir alle Elementarteilchen und ihre Kopplungen und können das Laufen der quartischen Kopplung berechnen. Setzt man auf die vielleicht gewagte Hypothese, dass das Standardmodell bis zu Energien von der Größenordnung der Planck-Masse gültig bleibt (**Abb. 1**), so trifft man genau ins Schwarze: Ein Anfangswert $\lambda(k = \bar{M}) = 0$ läuft bis zur Fermi-Skala auf den Wert $\lambda(k = \varphi_0) = 0{,}26$. Dies ergibt die gemessene Masse des Higgs-Bosons, wobei noch geringe Unsicherheiten durch die nicht ausreichend präzise bekannte Masse des Top-Quarks und den nicht präzise bekannten Anfangswert $\lambda(k = \bar{M})$ bestehen.

Im Umkehrschluss schränkt dies den Raum für mögliche Erweiterungen des Standardmodells ein. Auf dem weiten Weg zwischen der Planck-Masse und der Fermi-Skala könnte viel geschehen. In vielen Modellen, wie Supersymmetrie, Technicolor oder höheren Dimensionen, wird das Standardmodell bereits bei Energien im TeV-Bereich erweitert. Zusätzliche Teilchen, die an das Higgs-Boson koppeln, verändern das Laufen und führen daher zu unterschiedlichen Vorhersagen für seine Masse. Nicht leicht ersichtlich ist, warum ohne eine spezielle Wahl von Parametern gerade die gemessene Masse m_H herauskommen soll. Der Einfluss zusätzlicher Teilchen ist in Modellen einer großen Vereinheitlichung geringer, falls ihre Massen nahe der Planck-Masse liegen oder ihre Kopplungen an das Higgs-Boson klein sind.

Als einfaches Bild der Situation kommt eine große Wüste von der Fermi- zur Planck-Skala infrage. Auf dem langen Weg von φ_0 bis zur Region um $\bar{M}$ sind Supersymmetrie oder Technicolor dann nur Fata Morganen. Es mag noch eine Oase der Neutrinophysik bei einer intermediären Skala um 10^{11} GeV geben, zum Beispiel ein skalares Triplett dieser Masse. Für Experimentalphysiker, die an neuen Beschleunigern weitere Teilchen entdecken möchten, ist dies jedoch keine große Hilfe.

Wie gewagt ist die Hypothese der großen Wüste? Ist es tatsächlich möglich, die Physik bis zur winzigen Planck-Länge zu verstehen? Mit dem gemessenen Wert von m_H gibt es keine mathematische oder konzeptionelle Barriere, das Standardmodell bis zu extrem kleinen Längen fortzusetzen – bis wohin genau, hängt vom präzisen Wert der Top-Masse ab. Für k unterhalb der Planck-Masse ist das Laufen der Kopplungen nur logarithmisch. Damit lassen sich viele Größenordnungen ohne dramatische Änderungen überbrücken. Auch die Quantenelektrodynamik (QED) bleibt über viele Größenordnungen gültig, von galaktischen Distanzen bis 10^{-16} cm. In der Vergangenheit ergab nicht jeder neue Beschleuniger eine Erweiterung der QED.

Oft stellt sich die Frage nach der „Natürlichkeit“ eines winzigen Verhältnisses $\varepsilon = \varphi_0^2/\bar{M}^2$. Im Standardmodell ist ε direkt mit der Brechung einer wichtigen Symmetrie verbunden, der Skalensymmetrie. Bis auf das sehr langsame Laufen der Kopplungskonstanten wird das Standardmodell für $\varepsilon = 0$ skaleninvariant. Bei Skaleninvarianz gibt es keine ausgezeichnete Massen- oder Längenskala. Bereits bei den höchsten Energien des LHC gilt diese Skalensymmetrie mit hoher Genauigkeit. Verglichen mit diesen Energien verlieren die Massen von W-Boson oder Proton an Bedeutung. Gilt das Standardmodell auch noch bei den nächsten Beschleunigern, so bleiben als Abweichungen von der Skalensymmetrie nur noch sehr kleine Korrekturen. Im Lichte dieser Symmetrie ist ein winziger Parameter $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-33}$ im technischen Sinne natürlich. Er sagt aus, dass das Vakuum sehr nahe an einem Phasenübergang zwischen spontan gebrochener und ungebrochener elektroschwacher Eichsymmetrie liegt. Wie für die kritischen Phänomene der statistischen Physik gilt an einem Phasenübergang zweiter Ordnung eine exakte Quanten-Skalensymmetrie. Eine Erklärung, warum der Wert so nahe dieses Phasenübergangs ist, ist damit natürlich noch nicht gegeben.

Wenn das Standardmodell bis zu sehr hohen Energien gilt, so kann die Quantenfeldtheorie sehr viele Beobachtungsgrößen mit hoher Präzision vorhersagen. Insbesondere bestimmt dann die Masse eines massiven Teilchens seine Kopplung mit dem Higgs-Boson. Damit wären für zukünftige Beschleuniger alle Zerfälle des Higgs-Bosons mit großer Präzision und ohne weitere freie Parameter vorhersagbar. Die große Wüste hat eine enorme Vorhersagekraft: Es gibt keine Abweichungen vom Standardmodell – und bisher ließen sich auch keine verlässlich finden. Eine Gültigkeit des Standardmodells bis in die Nähe der Planck-Masse eröffnet für die theoretische Physik eine gewaltige Chance: Die Vorhersagen der Quantengravitation sind direkt durch Beobachtungen bei experimentell erreichbaren Energien testbar.

Am Fixpunkt ins Unendliche

Oft heißt es, Quantengravitation müsse fundamental verschieden von aller bekannten Physik sein. Das ist möglich, aber aus konzeptionellen oder mathematischen Gründen nicht nötig. Die Quantengravitation kann als Quantenfeldtheorie für die Metrik oder ähnliche „geometrische Felder“ wie das Vierbein bis zu unendlich kleinen Abständen konsistent bleiben. Die Quantengravitation lässt sich dann als lokale Eichtheorie beschreiben – genau wie die starke und die elektroschwache Wechselwirkung. Die Eichtransformationen sind die allgemeinen Koordinatentransformationen oder Diffeomorphismen.

Damit eine Quantenfeldtheorie bis zu unendlich kleinen Abständen gültig ist, muss es einen Fixpunkt für die laufenden Kopplungen geben. Dort ändert sich nichts mehr, wenn k wächst, insbesondere bleibt die quartische Kopplung konstant, und es gilt $\lambda(k \to \infty) = \lambda_*$. Ein bekanntes Beispiel für einen Fixpunkt ist das Laufen der starken Eichkopplung $g_s(k)$. Für $k \to \infty$ erreicht sie einen Fixpunkt bei Null: $g_s(k \to \infty) = 0$. Dies ist die asymptotische Freiheit. Für viele aus der Physik der kondensierten Materie oder allgemeiner aus der statistischen Physik bekannten Systeme weichen die Kopplungen am Fixpunkt von Null ab. Für die Quantengravitation hat Steve Weinberg ein solches Verhalten „asymptotische Sicherheit“ genannt. Im Unterschied zur asymptotischen Freiheit zeigt sich der Fixpunkt dann oft nicht für kleine Kopplungen in der Störungstheorie. Darum ist die Quantengravitation keine störungstheoretisch renormierbare Quantenfeldtheorie, bleibt aber bei Existenz eines Fixpunkts renormierbar. Um den Fixpunkt zu finden, braucht es hier theoretische Methoden jenseits der Störungstheorie, beispielsweise die funktionale Renormierung. Damit ist es Martin Reuter gelungen, das Tor zum Auffinden des Fixpunkts zu öffnen, und inzwischen zeigt er sich in den Arbeiten vieler Gruppen, die mit unterschiedlichen Näherungen arbeiten.

Für die Gravitation ist eine entscheidende laufende Kopplung das dimensionslose Verhältnis der laufenden Planck-Masse $M(k)$ zu k, dessen Quadrat wir mit w wie folgt parametrisieren:

$$w(k) = \frac{M^2(k)}{2\,k^2}\,. \tag{2}$$

In der Tat hat in einer Quantenfeldtheorie auch die Stärke der Gravitation keinen festen Wert, sondern hängt von der Längen- oder Impulsskala ab. Wie alle anderen Kopplungen „läuft“ auch die effektive Planck-Masse. Das Verhältnis w^{-1} bestimmt die Stärke der gravitativen Wechselwirkung: Für sehr große w wird die Gravitation sehr schwach. Ein Fixpunkt wird bei unendlich kleinen Abständen erreicht, falls w für $k \to \infty$ zu einem festen Wert w_* läuft. Die Flussgleichung von w, die in guter Näherung eine einfache, im Wesentlichen durch Dimensionen bestimmte Form annimmt, erfüllt dies:

$$\frac{\partial w}{\partial \ln k} = -2w + 2c_M\,. \qquad (3)$$

Falls w gleich der Konstanten c_M ist, ändert sich w nicht mehr und es gilt: $w_* = c_M$.

Gravitation ist universell, und die Fluktuationen aller masselosen Felder tragen genauso zu c_M bei wie die Fluktuationen der Metrik. Aber auch allein die Fluktuationen masseloser Skalare, Fermionen oder Vektorbosonen erzeugen ein nichtverschwindendes c_M. Die Größe von c_M hängt in guter Näherung nur von der Anzahl der Felder für Skalare, Fermionen und Eichbosonen ab, die bei extrem hohen Energien eine Rolle spielen, sowie von der dimensionslosen kosmologischen Konstanten.

Die Lösung der Flussgleichung für $w(k)$ ist sehr einfach:

$$w(k) = \frac{\bar{M}^2}{2k^2} + w_*\,. \qquad (4)$$

Hierbei ist $\bar{M}$ eine Integrationskonstante, die sich mit der beobachteten Planck-Masse identifizieren lässt. Für $k \to 0$ gilt $M^2(k \to 0) = 2k^2 w(k) = \bar{M}^2$. Hin zu kleinen Abständen oder größeren k wächst die Gravitationsstärke, sodass w kleiner wird. Für $w_* = 0$ würde die Stärke der Gravitation ins Unendliche wachsen, aber $w_* > 0$ stoppt diese Entwicklung: Die Stärke der Gravitation erreicht bei immer kürzeren Abständen einen festen Wert. Gut möglich, dass diese „Zähmung der Gravitation“ in der Quantentheorie auch zu einer Zähmung der Singularitäten der klassischen Gravitation führt, wie derjenigen im Ursprung der Schwarzen Löcher.

Insgesamt können wir zwei Bereiche in der Impuls- oder Längenskala unterscheiden. Ist k kleiner als die Übergangsskala k_{tr}, also $k^2 \ll k_{tr}^2 = \bar{M}^2/(2w_*)$, wird die Gravitation sehr schwach. In diesem Bereich, welcher der oben besprochenen großen Wüste sowie den bisher beobachteten Energien entspricht, dominieren die Wechselwirkungen der Elementarteilchen. Um Gravitationseffekte zu sehen, sind hier riesige Teilchenzahlen von Planeten, Sternen oder Galaxien nötig. Für den Bereich oberhalb der Übergangsskala, $k^2 \ll k_{tr}^2$, spielen die Effekte der Quantengravitation eine entscheidende Rolle, auch für die Wechselwirkung einzelner Teilchen und die Skalenabhängigkeit der Gesetze.

Vorhersagekraft der Quantengravitation

Die Gravitationskopplung w ist ein Beispiel für einen „relevanten Parameter“. Hin zu größeren Abständen läuft die Kopplung vom Fixpunkt weg. Daher gibt es eine Integrationskonstante, die spezifiziert, wie weit bei einem bestimmten k die Kopplung vom Fixpunkt entfernt ist. Dieser freie Parameter der Theorie ist nicht vorhersagbar. Ähnliches gilt für alle relevanten Kopplungen, die sich hin zu kleineren Energien vom Fixpunkt entfernen. Als relevanter Parameter ist die Planck-Masse in der Quantengravitation nicht vorhersagbar. Ähnliches tritt in der Quantenchromodynamik (QCD) für die starke Wechselwirkung auf, weil die charakteristische Massenskala, welche die Masse der Nukleonen bestimmt, nicht vorhersagbar ist. In beiden Theorien legt ein einziger relevanter Parameter die Einheiten für Länge oder Masse fest.

Dagegen ist das Laufen der quartischen Kopplung $\lambda(k)$ des Higgs-Bosons grundverschieden. Für die Quantengravitation bei $k \gtrsim \bar{M}^2/w_*$ dominieren die Fluktuationen des Gravitons. Die Flussgleichung ist in guter Näherung gegeben durch

$$\frac{\partial \lambda}{\partial \ln k} = A\lambda \qquad (5)$$

mit der gravitoninduzierten anomalen Dimension A, einer positiven Größe, die am Fixpunkt nicht von k abhängt. Die Lösung

$$\lambda(k) = \lambda(k_0)\left(\frac{k}{k_0}\right)^A \qquad (6)$$

läuft für kleinere k auf den Fixpunkt $\lambda_* = 0$ zu (**Abb. 1**). Solche irrelevanten Kopplungen lassen sich berechnen und vorhersagen.

In der Tat wählt man für $\lambda_0 = \lambda(k_0)$ irgendeinen beliebigen endlichen positiven Wert und berechnet $\lambda(k_{tr})$ an der Übergangsskala k_{tr} zwischen den beiden Regimes der Gravitation mit Gleichung (6). Für eine vollständige Theorie, die bis zu unendlich kleinen Abständen gilt, muss es möglich sein, k_0 gegen unendlich gehen zu lassen. Dann verschiebt sich in **Abb. 1** der rechte Bereich immer weiter nach rechts, und es ergibt sich $\lambda(k_{tr}) = \lambda_* = 0$. Dies gilt ebenso für alle $k > k_{tr}$, für die das Fixpunktverhalten der Gravitation mit konstantem A relevant ist. Erst für $k \ll k_{tr}$ geht A zügig gegen Null, sodass Fluktuationen der Metrik vernachlässigbar werden und die Fluktuationen der Felder für Elementarteilchen das weitere Laufen in der „Wüste“ dominieren.

Das grobe Bild für die Vorhersage der Masse des Higgs-Bosons wird sehr einfach. Die Quantenfluktuationen der Metrik treiben die quartische Kopplung $\lambda(k)$ bei sehr kleinen Abständen zum Fixpunktwert 0. Dort verharrt sie, solange $k > k_{tr}$. Erst in der anschließenden Wüste treiben die Fluktuationen des Top-Quarks und der W- und Z-Bosonen sie vom Fixpunkt weg. In diesem Bereich wächst $\lambda(k)$ hin zu positiven Werten. Bleibt das Standardmodell bis in die Nähe von k_{tr} gültig, so erreicht λ an der Fermi-Skala $\lambda(k = \varphi_0)$ den Wert 0,26, was der gemessenen Masse des Higgs-Bosons entspricht. Im Detail bleiben noch einige Unsicherheiten: Der Wert von $\lambda(k_{tr})$ ist sehr klein, aber nicht exakt Null und hängt auch davon ab, welche Fluktuationen von Elementarteilchen für Energien in der Nähe von k_{tr} eine Rolle spielen. Dies resultiert in Unsicherheiten für m_H von wenigen GeV.

Ganz allgemein nehmen für vollständige Theorien alle irrelevanten Kopplungen ihren Fixpunktwert an. Sie sind keine freien Parameter und lassen sich vorhersagen – die Grundlage der großen Vorhersagekraft der Quantenfeldtheorie. Unendlich viele Kopplungen sind mit den Symmetrien eines Modells verträglich. Im Beispiel der Kopplung zwischen vier Elektronen sind aber fast alle Kopplungen irrelevant und lassen sich berechnen. Auch für das Standardmodell gibt es einen approximativen Fixpunkt, für den alle Kopplungen sehr klein werden. Die relevanten Kopplungen entsprechen genau den renormierbaren Kopplungen des Standardmodells. Weil es nicht vollständig ist, kommen noch die so genannten marginalen Kopplungen dazu, die nur sehr langsam laufen.

Falls es einen Fixpunkt der Quantengravitation gibt, bleiben dort nur die relevanten Kopplungen als freie Parameter. Ist ihre Anzahl N_{UV} und die Anzahl der renormierbaren Kopplungen des Standardmodells N_{SM}, werden mindestens ($N_{\mathrm{SM}} - N_{\mathrm{UV}}$) Relationen zwischen Parametern des Standardmodells vorhersagbar. Dies ist die konzeptionelle Grundlage der Vorhersagekraft der Quantengravitation. Hinzu kommen Vorhersagen für das Verhalten der Gravitation bei sehr kleinen und sehr großen Abständen sowie für Felder jenseits des Standardmodells. Dazu gehören mögliche skalare Felder, die unter den Symmetrien des Standardmodells invariant sind. Sie koppeln nicht an das Higgs-Boson und beeinflussen daher nicht das Laufen von λ_{H} in der Wüste. Diese Felder, beispielsweise das Inflaton für die inflationäre Phase des sehr frühen Universums oder das Kosmon für eine dynamische Dunkle Energie, spielen in der Kosmologie eine zentrale Rolle, sodass eine Vorhersage ihrer Eigenschaften durch die Quantengravitation ein entscheidender Schritt wäre. Auch das Erweitern des Standardmodells um die Dunkle Materie sollte das Laufen der quartischen Higgs-Kopplung unterhalb von k_{tr} nicht allzu stark beeinflussen, um den berechneten Wert von m_{H} nicht vom beobachteten Wert wegzutreiben. Erweiterungen mit vielen Teilchen, die an das Higgs-Boson koppeln, erscheinen daher nicht als aussichtsreichste Kandidaten.

Zum Abschluss kann sich die Frage stellen, welche weiteren renormierbaren Kopplungen des Standardmodells die Quantengravitation vorhersagen könnte. Ein höchst interessanter Kandidat ist die Fermi-Skala φ_0. Für Modelle einer großen Vereinheitlichung nahe der Planck-Skala könnten auch die vereinheitlichte Eichkopplung und die Yukawa-Kopplung des Top-Quarks irrelevante Kopplungen sein. Dann würde sogar die Feinstrukturkonstante vorhersagbar! Sowohl die Berechnung dieser Größen als auch das Verständnis der Rolle des Fixpunkts für die Kosmologie sind spannende Aufgaben für die Quantengravitation. Quantengravitation ist keine esoterische Beschäftigung für Theoretiker – sie wird das Verständnis zentraler Bereiche von Elementarteilchenphysik und Kosmologie vorantreiben.

Der Autor

Christof Wetterich promovierte und habilitierte an der U Freiburg. Nach Stationen am CERN und der U Bern wechselte er 1985 an das DESY in Hamburg. Seit 1992 hält er einen Lehrstuhl für Theoretische Physik an der U Heidelberg. 2005 erhielt er den Max-Planck-Forschungspreis, 2011 einen Advanced Grant des ERC und 2014 die Johannes-Gutenberg-Stiftungsprofessur der U Mainz. Er ist Mitglied der Heidelberger Akademie der Wissenschaften und hat in vielen Bereichen beigetragen, die deutsch-französische Zusammenarbeit zu vertiefen.

Prof. Dr. Christof Wetterich, Institut für Theoretische Physik, Universität Heidelberg, Philosophenweg 16, 69120 Heidelberg