

# In der Unruhe liegt die Kraft

Ein Blick auf Quantenfluktuationen und ihre Konsequenzen

Francesco Intravaia, Daniel Reiche und Kurt Busch

Fluktuationen sind allgegenwärtig. Sie bilden einen fundamentalen Baustein der Quantenmechanik und sind verantwortlich für die unterschiedlichsten Phänomene von der Biologie bis zur Kosmologie. So existieren fern jeder klassischen Intuition Kräfte zwischen nichtmagnetischen und elektrisch neutralen Objekten. Diese Kräfte entstehen durch Quantenfluktuationen wie aus dem Nichts und gewinnen immer mehr an Bedeutung für verschiedene Zukunftstechnologien.

**M**it *pantha rhei* (Alles fließt) werden manchmal die Lehren des griechischen Philosophen Heraklit zusammengefasst. Sie entsprechen dem Verständnis von kausaler Verknüpfung sowie einem ständigen Wandel in der Natur. Viele Jahrhunderte später hat die Quantenmechanik unser Weltbild revolutioniert. Die nicht-intuitiven Resultate der Quantentheorie bieten Raum für Spekulationen und werden bis heute debattiert. Dazu zählt die Erkenntnis, dass jede physikalische Größe eine intrinsische Unsicherheit mit sich trägt. Solche Quantenfluktuationen verbinden jede Observable mit statistischem Rauschen. Heute wissen wir: *Alles rauscht*. Was sich wie eine theoretische Kuriosität anhört, hat weitreichende Implikationen im gesamten Spektrum der Physik. Denn Quantenfluktuationen sorgen für messbare Effekte mit wachsender Bedeutung für moderne Nano- und Quantentechnologien.

▲ In der Quantenmechanik verhält sich das Vakuum wie eine komplexe Flüssigkeit in einem „brodelnden“ Zustand, in dem physikalische Größen beständig um ihren Mittelwert fluktuieren.

Mathematisch gesehen sind Quantenfluktuationen die Konsequenz der nicht-kommutativen Struktur der Quantenmechanik, also der Tatsache, dass die Reihenfolge von Messungen wichtig ist. So können wir niemals „gleichzeitig“ die Position  $x$  und den Impuls  $p$  eines Körpers exakt bestimmen. Als Konsequenz ergibt sich die Unschärferelation von Heisenberg. Für eine eindimensionale Dynamik gilt  $\Delta x \Delta p \geq \hbar/2$ , wobei  $\hbar = h/(2\pi)$  die reduzierte Planck-Konstante ist. Je kleiner die Unschärfe im Ort  $\Delta x$ , desto ungenauer wird der Impuls  $\Delta p$  – und umgekehrt.

Die Unschärferelation beeinflusst unsere physikalischen Theorien. Zum einen ist es erforderlich, die Statistik von Vielteilchensystemen zu überdenken: Sind in der klassischen Physik zwei identische Teilchen eindeutig durch ihre Position und ihren Impuls unterscheidbar, so ist das in der Quantenmechanik durch die Unschärfe nicht mehr der Fall. Da das Produkt der Unschärfen niemals verschwindet, ergibt sich zum anderen, dass die niedrigste mittlere Energie eines Systems nicht Null sein kann. Für die mittlere Energie eines harmonischen Oszillators mit Resonanzfrequenz  $\omega_0$  gilt

$$\langle E \rangle \geq \frac{\hbar\omega_0}{2} \equiv E_0. \quad (1)$$

Das Minimum  $E_0$  ist die Grundzustands- bzw. Nullpunktsenergie. Da dieses Ergebnis nicht von der Temperatur abhängt, verschwindet das Minimum nicht für  $T \rightarrow 0$ .

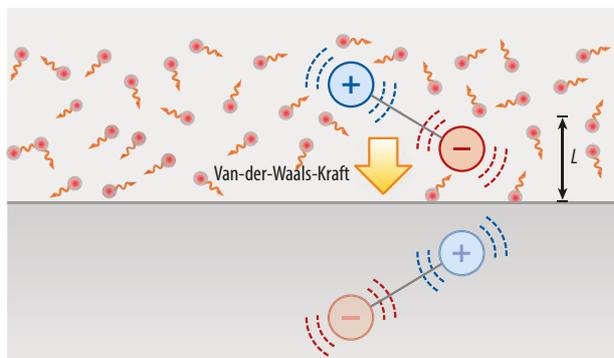
Die Betrachtungen zum harmonischen Oszillator sind keineswegs Besonderheiten unseres einfachen Beispiels. Durch formale Ähnlichkeiten in den Bewegungsgleichungen ergeben sich Fluktuationen und Unschärfen auch für die Quantenfelder, die Licht und Materie beschreiben. Aus diesem Grund ist der Grundzustand nahezu jedes Systems von Unruhe gezeichnet und immer auf gewisse Art am „Brodeln“; auch im Vakuum und am absoluten Nullpunkt der Temperatur [1].

Als Folge der Quantenfluktuationen ist die Grundzustandsenergie eines Quantensystems also im Allgemeinen nie Null. Grundsätzlich ist diese Vorhersage nicht problematisch: Absolute Energien sind prinzipiell nicht messbar, sodass sich echte Experimente nur mit Energiedifferenzen auseinandersetzen. Daher könnte man vermuten, dass sich die Grundzustandsenergie während einer Messung immer identisch aufhebt und dass Quantenfluktuationen nur ein Rauschen verursachen.

### Fluktuierende Kräfte

Allerdings hängen die Eigenschaften der Quantenfluktuationen von den Systemparametern ab. Beim harmonischen Oszillator ist dies die Resonanzfrequenz. In komplexeren Systemen sind es zusätzliche Geometrie-, Material- und Protokollparameter. Ändert man einen davon, so ändern sich die Fluktuationen und damit die Grundzustandsenergie des Systems. Im Experiment schlägt sich dies auf das absolute Messergebnis in Form eines von den Systemparametern abhängigen Potentials nieder. Ist der Parameter eine Länge, muss die entsprechende Änderung als fluktuations-induzierte Kraft auflösbar sein; im Fall eines Winkels ergibt sich ein Drehmoment. Analoge Betrachtungen gelten für weitere Paare konjugierter Größen.

In der Tat sind diese fluktuations-induzierten Wechselwirkungen heutzutage ein unumstrittener Bestandteil von Experimenten. Bei Quantenfluktuationen sind sie unmittelbar mit der Unschärferelation verbunden und durch klassische Betrachtungen nicht zu erklären.



**Abb. 1** Ein fluktuierender Dipol im Quantenvakuum vor einem Substrat wechselwirkt mit dem vom ihm induzierten Spiegeldipol. Die Wechselwirkung erzeugt eine anziehende (Van-der-Waals-) Kraft senkrecht zur Oberfläche.

Interessanterweise gab es die ersten Hinweise auf Quanten-Fluktuationskräfte schon vor der Geburt der Quantenmechanik. 1873 formulierte Johannes Diderik van der Waals seine berühmte Zustandsgleichung für reale Gase. Um Phasenübergänge zu erklären, benötigte er zwei empirische Konstanten – das Co-Volumen und den Kohäsionsdruck. Ersteres spiegelt wider, dass reale Gasatome ein gewisses endliches Volumen im Raum einnehmen. Letzteres entspricht einer anziehenden und nicht-kovalenten Wechselwirkung zwischen Gasmolekülen, der Van-der-Waals-Kraft.

Die mikroskopische Erklärung einer solchen Kraft zwischen nichtpolaren Atomen lieferte Fritz London 1930 [2]. Mithilfe einer Störungsrechnung gelang ihm eine Abschätzung des Kohäsionsdrucks, die sehr nahe an den damals bekannten experimentellen Werten lag. London erkannte hierbei die wichtige Rolle der Dynamik und der zugehörigen Frequenzabhängigkeiten der Systemparameter und prägte den Begriff Dispersionskraft [3].

Um die Van-der-Waals-Kraft mit Quantenfluktuationen zu verbinden, betrachten wir ein nichtpolares Atom im Abstand  $L$  vor der flachen Oberfläche eines ausgedehnten und ungeladenen Halbraums (**Abb. 1**). Obwohl die atomare Ladungswolke elektrisch neutral ist, unterliegt sie Quantenfluktuationen. Diese erzeugen zu einer bestimmten Zeit  $t$  eine asymmetrische Ladungsverteilung und damit ein momentanes elektrisches Dipolmoment, beschrieben durch den Operator  $\hat{d}(t)$ . Dieser fluktuierende Dipol erzeugt einen Spiegel-Dipol im Substrat, dessen Feld  $\hat{E}$  auf das Atom rückwirkt. Im einfachsten Fall eines perfekt leitenden Substrats folgt für die elektromagnetische Energie dieses Systems

$$E = -\frac{\langle \hat{d}(t)\hat{E}(t) \rangle}{2} \approx -\frac{\langle \hat{d}^2(t) \rangle}{48\pi \epsilon_0 L^3} \quad (2)$$

mit der Permittivität des Vakuums  $\epsilon_0$ . Durch die quantenmechanische Unschärfe verschwindet  $\langle \hat{d}^2(t) \rangle$  selbst am absoluten Nullpunkt der Temperatur nicht. Im Gleichgewicht führt die quantenmechanische Mittelung zu einer Energie, die nicht von der Zeit, aber vom Abstand  $L$  abhängt. Nach Differentiation bezüglich des Abstands ergibt sich eine anziehende Kraft  $F \propto L^{-4}$  zwischen Substrat und Teilchen, die aus Symmetriegründen senkrecht zur Oberfläche wirkt. Ähnliche Argumente führen zu der von London berechneten Abstandsabhängigkeit  $F \propto L^{-7}$  der Van-der-Waals-Kraft zwischen zwei Atomen.

Trotz ihrer – im Vergleich zu kovalenten Bindungen – geringen Stärke spielen Van-der-Waals-Kräfte eine wichtige Rolle in chemischen und biologischen Systemen. Zu den vielen Beispielen zählen Adhäsion, Reibung und Kondensation sowie die komplexe Dynamik von Kolloidsystemen oder die Struktur zellulärer Biomembranen [4].

### Casimir und das Vakuum

Im Jahr 1947 entwickelten Theodoor Overbeek und Evert Verwey eine Theorie zur Stabilität von Kolloidallösungen, die vollständig auf London-van-der-Waals-Kräften basiert. Allerdings zeigten Experimente, dass die Stärke der Fluktuationskraft in Kolloidlösungen schneller mit dem Abstand

fällt als theoretisch vorhergesagt. Als Grund vermutete Oberbeek die vereinfachte Form des elektromagnetischen Feldes, die London in seiner Herleitung verwendet hatte. Tatsächlich hatte dieser die Endlichkeit der Lichtgeschwindigkeit ignoriert und angenommen, dass sich das Feld instantan ausbreitet.

Overbeeks Vermutung inspirierte Hendrik Casimir und Dirk Polder, die oben skizzierte Theorie relativistisch zu erweitern. Am Beispiel eines Atoms vor einem Substrat fanden sie auf Basis einer Störungsrechnung eine Begründung für die Abweichung der Fluktuationskraft in Gl. (2) für große Abstände [2]. Die relevante Längenskala  $\lambda$  ist  $\lambda = \lambda_{At}/(2\pi)$  mit der Übergangswellenlänge des charakteristischen atomaren Spektrums  $\lambda_{At}$  ( $\sim 130$  nm für Alkaliatome). Für Abstände  $L \gg \lambda$  fällt die Energie  $\propto L^{-4}$  ab (in nicht-relativistischer Rechnung mit  $L^{-3}$ ). Für ein perfekt leitendes Substrat folgt

$$E \stackrel{L \gg \lambda}{\approx} - \frac{3\alpha_0}{32\pi^2\epsilon_0} \frac{\hbar c}{L^4}, \quad (3)$$

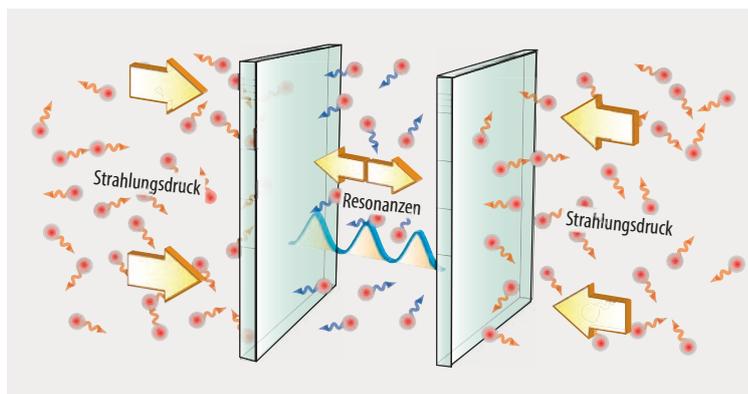
wobei  $\alpha_0$  die statische Polarisierbarkeit des Atoms ist. Eine ähnliche Änderung tritt im Fall zweier Atome auf. Qualitativ lässt sich der Abfall auch so erklären: Wegen der Verzögerung bei der Informationsübertragung durch das Feld schwächt sich die Anti-Korrelation zwischen Dipol und Bild-Dipol bei größeren Abständen zunehmend ab.

Durch das vollständig quantenelektrodynamische Verfahren von Casimir und Polder, das erstmals die Grundzustandsfluktuationen des elektromagnetischen Feldes berücksichtigte, lässt sich das Auftreten einer abstandsabhängigen Wechselwirkung (oft Casimir-Polder-Effekt genannt) auch anders interpretieren. So ist eine direkte Verbindung zum Lamb-Shift möglich, wofür Hans Bethe fast zeitgleich eine Theorie formulierte. Im Unterschied zu Casimir und Polder erforschte Bethe ein homogenes und isotropes Vakuum ohne Oberflächen. Dennoch sind die physikalischen Mechanismen und technischen Probleme in beiden Fällen sehr ähnlich. Der von Casimir und Polder gefundene Effekt lässt sich durch die zusätzlichen Randbedingungen daher auch als orts- und geometrieabhängiger Lamb-Shift verstehen.

Casimir selbst war wohl von dem simplen Ausdruck in Gl. (3) überrascht. Um dem auf den Grund zu gehen und inspiriert von einem Gespräch mit Niels Bohr [1], führte er eine vereinfachte, aber nicht-perturbative Rechnung durch, welche die Relevanz der Grundzustandsfluktuationen in den Vordergrund stellt. Er betrachtete zwei sich gegenüberstehende, neutrale und nichtmagnetische Platten (Kavität) in unterschiedlichen Konfigurationen: mit endlichem Abstand  $L$  bzw. mit  $L \rightarrow \infty$ . Für das elektromagnetische Feld beschreiben die Frequenzen  $\omega_\mu(L)$  die Moden der Kavität. Jede Mode verhält sich wie ein harmonischer Oszillator und trägt ihre eigene Grundzustandsenergie. Die gesamte minimale relative Energie berechnet sich via [1]

$$E = \sum_\mu \frac{\hbar\omega_\mu(L)}{2} - \left[ \sum_\mu \frac{\hbar\omega_\mu(L)}{2} \right]_{L \rightarrow \infty}. \quad (4)$$

Sie entspricht effektiv der (negativen) Arbeit, die notwendig ist, um die Platten auf einen endlichen Abstand  $L$  zusam-



**Abb. 2** Der Casimir-Effekt kann sich über den „Strahlungsdruck“ der Grundzustandsfluktuationen einstellen: Durch die Randbedingungen an den Platten ergibt sich ein Druckunterschied, der die Casimir-Kraft hervorruft.

menzuführen. Obwohl beide Summen in Gl. (4) divergieren, ist ihre Differenz endlich und nicht Null [1]. Entgegen der naiven Vermutung heben sich die Grundzustandsfluktuationen nicht komplett weg. Die relative Grundzustandsenergie in Gl. (4) hängt vom Abstand ab und führt zur Fluktuationskraft  $F = -\partial_L E$  senkrecht zu den Oberflächen. Für zwei perfekt leitende Platten der Fläche  $A$ , die sich parallel im Vakuum gegenüber stehen, sagte Casimir die Energie

$$E = -\hbar c \frac{\pi^2}{720} \frac{A}{L^3} \quad (5)$$

voraus. Abgesehen von numerischen Vorfaktoren hängt die Kraft nur von der Geometrie und zwei universellen Konstanten ab, welche die relativistische ( $c$ ) und die quantenmechanische ( $\hbar$ ) Beschreibung des elektromagnetischen Feldes offenbaren. Casimirs Herleitung assoziiert die Grundzustandsfluktuationen des elektromagnetischen Feldes eindeutig mit einer Kraft, die heute seinen Namen trägt. Aufgrund des Zusammenhangs zwischen Fluktuationen und Felddynamik finden sich ähnliche Effekte auch für andere Felder, angefangen bei der Quantenchromodynamik bis hin zur Stringtheorie [5], aber auch in klassischen Systemen wie beim kritischen Casimir-Effekt [6]. Dies hat mögliche Implikationen für das Verständnis physikalischer Systeme, sowohl auf mikroskopischen – z. B. für das Innere eines Nukleons – als auch auf kosmologischen Skalen – etwa die Genesis und Dynamik von Galaxien.

## Materie und Geometrie

Casimirs idealisierte Rechnung in Gl. (5) weist keine Veränderung des Potenzgesetzes als Funktion des Abstands auf, da er keine Materialeigenschaften berücksichtigt hat und somit eine charakteristische Längenskala  $\lambda$  fehlt. Aber auch der Ansatz über eine Summation aller Moden in Form von Gl. (4) stößt schnell an seine Grenzen, da er Systeme mit dissipativen Materialien, für welche die Resonanz-Frequenzen komplex werden, nicht direkt darstellen kann.

Einen Zugang, der Geometrie und Materialeigenschaften auf natürliche Weise berücksichtigt, fand Jewgeni Lifschitz 1955. Er betrachtete den mittleren Strahlungsdruck auf die

Platten als Funktion des Abstands (**Abb. 2**) und berücksichtigte Materialeigenschaften über die komplexe Permittivität. Casimirs Resultat folgt als Sonderfall für entsprechende Grenzwertbetrachtungen. Die physikalische Interpretation des Zusammenhangs zwischen Lifschitz' und Casimirs Rechnungen lieferte Nicolaas van Kampen im Jahr 1968 [2, 5].

Obwohl Lifschitz' Berechnung über den Maxwell'schen Spannungstensor klassisch anmutet, ist eine quantenmechanische Mittelung notwendig. Der „Strahlungsdruck“ entsteht daher durch den quantenstatistischen Gleichgewichtszustand des Systems, der die Quantenfluktuationen berücksichtigt. Das verbindet die Lifschitz-Theorie direkt mit der Thermodynamik: Feld und Materie bilden ein offenes Quantensystem [3], das empfindlich von seiner materiellen Beschaffenheit abhängt. So ist es möglich, die Fluktuationskräfte durch geschicktes Design der Geometrie und Auswahl der Materialien zu modifizieren oder Drehmomente und Abstoßung zu realisieren [3, 7, 8, 10]. Dies bietet einen Nährboden für die Entwicklung semi-analytischer und numerischer Methoden, um immer genauere Vorhersagen für immer komplexere Systeme zu erlauben [8]. Hierbei liegt der Fokus oft auf den Streueigenschaften der Objekte [2, 11].

Die Lifschitz-Theorie erfasst alle bislang beschriebenen Kräfte und erklärt deren Zusammenhänge. Die verschiedenen historischen Terminologien beziehen sich heute nur noch auf die Kräfte in unterschiedlichen Situationen. So bezeichnet man die Fluktuationskraft zwischen makroskopischen Objekten meist als Casimir-Kraft. Ersetzt man mindestens ein makroskopisches Objekt durch ein mikroskopisches, ist üblicherweise von Casimir-Polder-Kräften die Rede. Der Abstandsbereich, bei dem die Retardierung vernachlässigbar ist, ist als Van-der-Waals-Limes bekannt.

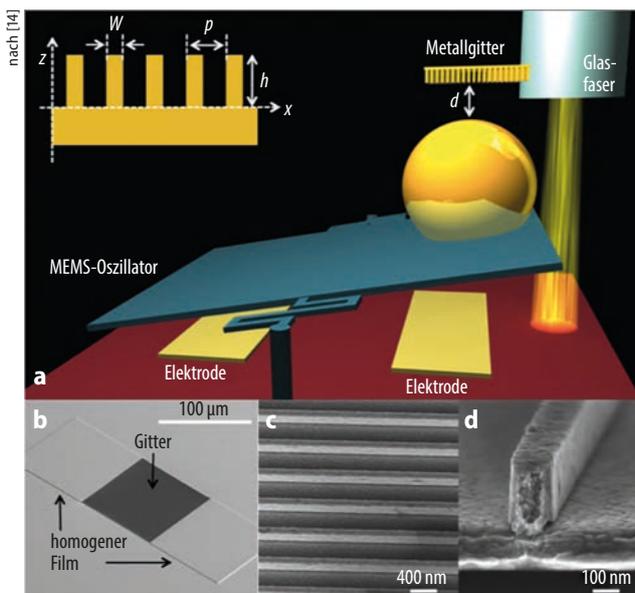
## Die letzten zwanzig Jahre im Labor

Schon Anfang der 1950er-Jahre haben Boris Derjagin und Irina Abrikosova die Van-der-Waals-Kraft zwischen zwei makroskopischen Quarz-Oberflächen gemessen – was nicht zuletzt die Entwicklung der Lifschitz-Theorie stimulierte [2]. Anfang der 1970er-Jahre folgten Experimente an Atomen in der Nähe von Oberflächen, die entsprechende theoretische Vorhersagen qualitativ bestätigten [2].

Rasant voranschreitende experimentelle Möglichkeiten haben es in den letzten Jahrzehnten einfacher gemacht, all jene Phänomene nachzuweisen, die in der Anfangszeit der Casimir-Physik Ende der 1940er-Jahre nur als theoretische Vorhersage vorlagen. Grund dafür sind nicht zuletzt die Fortschritte bei der Kontrolle atomarer Strahlen, der Messung von Spektraleigenschaften und der Laserkühlung. So gelang es Anfang der 1990er-Jahre, die Atom-Oberflächen-Wechselwirkungen in verschiedensten Konfigurationen zu untersuchen. Dabei stehen z. B. Beugung, Interferenz, Übergangsfrequenzverschiebungen oder Effekte wie die Quantenreflexion im Mittelpunkt [2, 12]. Ferner spielen Casimir-Polder-Kräfte in metrologischen Anwendungen eine wichtige Rolle, etwa bei Atom-Chips, bei denen sie die kontaktlose Steuerung ermöglichen können [12]. In Atom-Chips wird eine kalte Atomwolke bzw. ein Bose-Einstein-Kondensat in der Nähe von Oberflächen gefangen und für Präzisionsmessungen oder als Quantensensor genutzt. Die Casimir-Polder-Kraft begrenzt den minimalen Abstand zwischen Wolke und Oberfläche und damit die Miniaturisierung des Systems. Im Fall von Rubidium ist die Casimir-Polder-Kraft in Richtung der Chipoberfläche bei einem Abstand von einem Mikrometer schon fünfmal stärker als die Erdanziehungskraft. Bis heute sind die experimentellen Herausforderungen oft technischer Natur: Verunreinigungen (Adsorbate) oder Ladungen an der Oberfläche sowie die Oberflächenrauigkeit beeinflussen die Stärke und Natur der Wechselwirkung.

Um die Casimir-Kraft zwischen makroskopischen Körpern zu messen, waren weitere Hürden zu überwinden. Nicht zu unterschätzen ist die Schwierigkeit, zwei Platten auf Abstände von wenigen Mikrometern oder kleiner parallel auszurichten. Erst Anfang der 2000er-Jahre ließ sich die Casimir-Kraft zwischen zwei parallelen Platten mit einer Genauigkeit von 15 Prozent bestätigen [13].

Oft helfen andere Geometrien, etwa zwei Kugeln oder eine Kugel vor einer Oberfläche. Beispiele sind Experimente zum Test des Gravitationsgesetzes [13] sowie Nano- oder Mikro-Elektro-Mechanische-Systeme (NEMS und MEMS) [10], die heute als Beschleunigungssensoren in Smartphones zu finden sind (**Abb. 3**). Bei diesen Systemen bewegen sich Bauteile in sehr geringem Abstand voneinander, wodurch Fluktuationskräfte an Bedeutung gewinnen. Fluktuationskräfte begrenzen eine genaue Messung der Schwerkraft sowie die Miniaturisierung und damit energetisch und sensorisch effizientere Designs. Zum Vergleich: Wenn  $A \sim 1 \text{ cm}^2$  und  $L \sim 1 \mu\text{m}$ , beträgt die Kraft in Gl. (5)  $0,1 \mu\text{N}$ . Das entspricht etwa der Gewichtskraft von  $10 \mu\text{g}$  an der Erdoberfläche. Steve Lamoreaux gelang 1996 ein erster experimenteller Nachweis der Casimir-Kraft in gekrümmten



**Abb. 3** Mit diesem Aufbau lässt sich die Verschiebung der Frequenz eines MEMS-Oszillators messen (a), die durch die Kraft zwischen einer am Oszillator angebrachten Kugel und einer Gitterstruktur (b – d) entsteht. Die Abstandsmessung zwischen den oszillierenden Objekten erfolgt mit einer optischen Faser.

Geometrien mit einer Gravitationswaage. Später bestätigten Rasterkraftmikroskopie und MEMS diesen Nachweis mit höherer Genauigkeit [2, 5]. Schwierig ist es, die Krümmung der Geometrie korrekt zu modellieren. Wichtig ist dabei die von Derjagin entwickelte Proximity Force Approximation, die eine gekrümmte Oberfläche durch planare Ergebnisse näherungsweise erfassen kann [2, 5, 8, 9, 14].

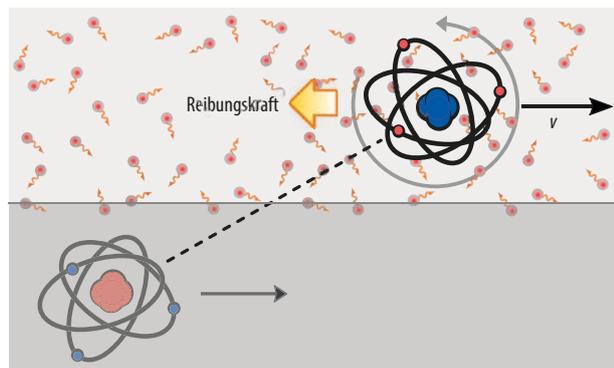
In Kombination mit den jeweiligen Materialeigenschaften führen Präzisionsmessungen der Casimir-Kraft bis heute zu Kontroversen. Ein prominentes Beispiel ist die Plasma-Drude-Kontroverse, die sich mit der Rolle der elektrischen Leitfähigkeit in der Lifschitz-Theorie befasst [5]. So weichen Messungen bei endlicher Temperatur zwischen leitenden Oberflächen signifikant von den theoretischen Vorhersagen ab, wenn die Metalle mit endlicher Dissipation wie im Rahmen des Drude-Modells beschrieben wurden. Überraschend ist, dass diese Abweichung in den meisten Experimenten verschwindet, wenn man im Drude-Modell die Dissipation künstlich auf Null setzt (Plasma-Modell eines Metalls). Die Kontroverse entsteht daraus, dass man eigentlich das Drude-Modell dem Plasma-Modell vorziehen würde, da ersteres mit dem Ohm'schen Gesetz vereinbar ist. Trotz einiger theoretischer Vorschläge über die physikalischen Ursachen und wiederholten Experimenten gibt es bis heute keinen Konsens über die Lösung des Rätsels.

## Jenseits des Gleichgewichts

Eine weitreichende Theorie der Fluktuationskräfte formulierte Lifschitz 1961 zusammen mit Igor Dzyaloshinskii und Lew Pitaevskii [2]. In der Theorie, die statistische Physik, Quantenelektrodynamik und Festkörperphysik kombiniert, wird die Existenz eines thermischen Gleichgewichts angenommen, was die Rechnungen vereinfacht. Denn die Antwortfunktionen des Systems, meist formalisiert über das Fluktuations-Dissipations-Theorem, bestimmen dann die Korrelationsfunktionen exakt. Im Nichtgleichgewicht ist die Beschreibung deutlich schwieriger. In vollster Allgemeinheit ist sie vermutlich sogar unmöglich, was die Entwicklung von Näherungsmethoden befördert hat.

Zu den verbreitetsten Formen von Nichtgleichgewicht zählen Temperaturunterschiede zwischen räumlich getrennten Teilen des Systems [15]. Dieses thermische Nichtgleichgewicht wird oft in zeitlich stationären Situationen betrachtet, sodass die vorliegenden Temperaturgradienten zu einem konstanten Energiestrom und zugehörigen Kräften im System führen. Insbesondere wenn das Vakuum die makroskopischen Objekte trennt, vermitteln ausschließlich die Fluktuationen des elektromagnetischen Feldes diese Effekte. Interessante Nichtgleichgewichtseffekte, vor allem im Bereich des Wärmetransports aber auch der Fluktuationskräfte, lassen sich vorhersagen und experimentell untersuchen [16].

Im thermischen Nichtgleichgewicht spielen statt Quantenfluktuationen thermische Fluktuationen meist eine dominierende Rolle. Dies ändert sich, wenn sich Teile des Systems in Bewegung befinden. In diesen mechanischen Nichtgleichgewichten unterscheidet man grob nach ver-



**Abb. 4** Ein Atom im Quantenvakuum bewegt sich mit konstanter Geschwindigkeit parallel zu einem Substrat und wechselwirkt mit der von ihm induzierten Spiegelladung. Die Wechselwirkung erzeugt eine Reibungskraft parallel zur Oberfläche und eine ungewöhnliche Übertragung von Drehmoment zum Atom.

schiedenen Möglichkeiten, die Lorentz-Invarianz zu brechen. Bei einem oszillierenden ungeladenen und nichtmagnetischen Objekt im Vakuum (z. B. eine Platte oder ein Atom) ist der dynamische Casimir-Effekt zu betrachten. Dabei wird eine verschränkte Strahlung zusammen mit einer Rückstoßkraft erzeugt, die als eine Art parametrische Verstärkung der Grundzustandsfluktuationen verstanden werden kann [9, 17]. Betrachtet man aber die Bewegung durch das elektromagnetische Vakuum mit konstanter Beschleunigung, kommt es zum Fulling-Davies-DeWitt-Unruh-Effekt. Hierbei nimmt das Objekt im mitbewegten Bezugssystem anstatt des Vakuums ein thermisches Feld mit konstanter Temperatur wahr. Dieser Effekt ist mit der Hawking-Strahlung eines Schwarzen Lochs verwandt [17]. Die Untersuchung dieser Phänomene ist nicht nur als Test der Fundamente der Quanten- und Gravitationstheorie relevant, sondern trägt auch zu einem tieferen Verständnis der Dynamik ultrakalter Atome oder supraleitender Schaltkreise bei [17].

Ein interessanter dynamischer Effekt tritt auch auf, wenn sich zwei (oder mehrere) eng benachbarte Objekte mit konstanter Relativgeschwindigkeit bewegen. Im Gegensatz zur Bewegung im absoluten Vakuum liegt hierbei der Fokus auf der Geometrie und dem Material des Systems. Im qualitativen Bild des Spiegel-Dipols (**Abb. 1**) ist die Bewegung des Bild-Dipols verglichen mit einer parallelen Bewegung des Teilchens aufgrund von Dissipation und Dispersion innerhalb des Körpers relativ zum Substrat verzögert (**Abb. 4**). Damit erhält die anziehende Kraft zwischen Dipol und Bild einen nichtkonservativen Anteil parallel zur Oberfläche, welcher der Bewegung entgegenwirkt. Ohne Quantenfluktuation würde diese Kraft nicht existieren: Man spricht in dem Fall von Quantenreibung [15].

Die Physik der Quantenreibung zeigt wichtige Verbindungen zu besonderen Symmetrie- und Materialeigenschaften des Systems [18] sowie zu den oben genannten Nichtgleichgewichtseffekten und zum Cherenkov-Effekt. Das führt zu Phänomenen wie der ungewöhnlichen Übertragung von Drehmoment auf Atome (**Abb. 4**), aber auch zu Schwierigkeiten in der vollständigen Erfassung der Quantenreibungskraft [18]. Hierfür betrachten wir die stationäre

Bewegung eines Atoms entlang einer planaren Oberfläche mit konstantem Abstand  $L$  und Geschwindigkeit  $v$ . Bei  $T=0$  ergibt sich die Reibungskraft

$$F \approx -\frac{36}{\pi} \hbar \alpha_0^2 \rho^2 \frac{v^3}{(2L)^{10}}, \quad (6)$$

wobei  $\rho$  mit der Zustandsdichte des elektromagnetischen Feldes bei kleinen Frequenzen verbunden ist [18]. Für leitende Substrate ist  $\rho$  effektiv der spezifische Widerstand des Materials. In der Tat, im Gegensatz zu Dispersionskräften im Gleichgewicht, sind für Quantenreibung besonders die niedrigen Frequenzen fern jeder Resonanz im System relevant. Das legt physikalisch einen starken Fokus auf die dissipativen Eigenschaften des Systems. Vor allem sind hier jene Korrelationen zwischen System und Umgebung für die Beschreibung relevant, die von vielen geläufigen Näherungsmethoden nicht mehr erfasst werden können. Vernachlässigt man sie jedoch, kann das weitreichende Konsequenzen haben, die bis hin zu einer Verletzung der Energiebilanz im System führen [18].

Gleichung (6) liefert eine gute Beschreibung, solange  $v/L$  kleiner als jede Resonanz im System ist. Sonst stimmt die Gleichung nicht mehr [15]. Die Kraft der Quantenreibung ist eher klein und hat sich daher bis heute einem direkten experimentellen Nachweis entzogen. Es gibt allerdings vielversprechende experimentelle Ansätze. So könnte man die extreme Empfindlichkeit moderner Atom-Interferometer nutzen. Alternativ ließen sich hohe Geschwindigkeiten und kleine Abstände durch Beugung von Atomstrahlen an feinen Gittern erreichen. Eine andere Möglichkeit sind analoge Systeme, die z. B. das Atom durch ein Stickstoff-Fehlstellen-Zentrum an der Spitze eines Rastermikroskops bzw. die Relativbewegung durch einen elektrischen Strom emulieren. Die individuellen Vor- und Nachteile dieser Vorschläge machen jedoch einen direkten Nachweis nach wie vor herausfordernd [18].

Geschickte Optimierungen der Systemarchitektur könnten dies ändern. So sind Quantenreibungskräfte auf Atome hochgradig nicht-additiv. Dies lässt sich anhand der quadratischen Abhängigkeit von der elektromagnetischen Zustandsdichte, d. h.  $F \propto \rho^2$ , erahnen. Die enge Verbindung zwischen Zustandsdichte und Materialverteilung im System bietet wichtiges Optimierungspotenzial. Denn die doppelte Anzahl an wechselwirkenden Flächen bedeutet keineswegs die doppelte Kraft. Stattdessen können Überhöhungen von einigen Größenordnungen auftreten [18].

### Ausblick

Quantenfluktuationen greifen auf subtile und faszinierende Weise in die Dynamik eines Systems ein. Fluktuationskräfte sind nur eines der überraschenden Beispiele. Julian Schwinger nannte die Casimir-Kraft „eine der am wenigsten intuitiven Konsequenzen der Quantenelektrodynamik“. Nichtsdestotrotz ist die Physik der fluktuations-induzierten Phänomene – oft auch Casimir-Physik genannt – spätestens heutzutage ein fester Bestandteil unseres physikalischen Verständnisses. Sie ist von großer und wachsender Bedeutung für viele Untersuchungen und Anwendungen in den

verschiedensten Forschungsfeldern, angefangen von Nano- und optischen Quantentechnologien über die Biophysik bis zur Dynamik des Universums. Besonders bei den Vorhersagen im Nichtgleichgewicht stehen wir aus experimenteller und auch theoretischer Sicht noch am Anfang.

### Literatur

- [1] P. W. Milonni, The Quantum Vacuum, Acad. Press, San Diego (1994)
- [2] D. Dalvit et al. (Hrsg.), Casimir Physics, Springer, Berlin/ Heidelberg (2011)
- [3] S. Scheel und S. Y. Buhmann, Acta Physica Slovaca **58**, 675 (2008)
- [4] V. Parsegian, Van der Waals forces, Cambridge Univ. Press, New York (2006)
- [5] M. Bordag et al., Advances in the Casimir effect, Oxford University Press, New York (2009)
- [6] A. Gambassi et al., Europhys. News **40**, 18 (2009)
- [7] L. M. Woods et al., Rev. Mod. Phys. **88**, 045003 (2016)
- [8] A. W. Rodriguez, F. Capasso und S. G. Johnson, Nat. Photon. **5**, 211 (2011)
- [9] M. Kardar und R. Golestanian, Rev. Mod. Phys. **71**, 1233 (1999)
- [10] T. Gong et al., Nanophotonics **10**, 523 (2021)
- [11] G.-L. Ingold und A. Lambrecht, Am. J. Phys. **83**, 156 (2015)
- [12] R. Folman et al., Adv. At. Mol. Opt. Phys. **48**, 263 (2002)
- [13] R. Onofrio, New J. Phys. **8**, 237 (2006)
- [14] F. Intravaia et al., Nat. Commun. **4**, 3515 (2013)
- [15] A. I. Volokitin und B. N. J. Persson, Rev. Mod. Phys. **79**, 1291 (2007)
- [16] S.-A. Biehs et al., Rev. Mod. Phys. **93**, 025009 (2021)
- [17] P. D. Nation et al., Rev. Mod. Phys. **84**, 1 (2012)
- [18] D. Reiche, F. Intravaia und K. Busch, APL Photonics **7**, 030902 (2022)

## Die Autoren



**Francesco Intravaia** (FV Quantenoptik und Photonik, Theor. u. Mathem. Grundl. der Physik und AGyouLeaP) promovierte in Paris am Laboratoire Kastler-Brossel. Anschließend forschte er an der Universität Potsdam sowie am Los Alamos National Laboratory. Seit 2019 ist er akademischer Rat an der HU Berlin.

**Daniel Reiche** studierte Physik in Jena und Berlin. Anschließend arbeitete er am Max-Born-Institut sowie an der University of Maryland und der Northern Arizona University. 2021 promovierte er an der HU Berlin und arbeitet dort derzeit als Postdoc.



**Kurt Busch** (FV Halbleiterphysik, Quantenoptik und Photonik und

AG Schule) promovierte an der Universität Karlsruhe (TH) sowie an der Iowa State University. Später leitete er eine Emmy



Noether-Gruppe an der Universität Karlsruhe (TH). Als Associate Professor war er an der University of Central Florida, bevor er an das Karlsruher Institut für Technologie berufen wurde. Seit 2011 ist er Professor an der HU Berlin und leitet eine Arbeitsgruppe am Max-Born-Institut in Berlin.

**Dr. Francesco Intravaia**, HU Berlin, Institut für Physik, 12489 Berlin, **Dr. Daniel Reiche** und **Prof. Dr. Kurt Busch**, HU Berlin, Institut für Physik, 12489 Berlin und Max-Born-Institut, 12489 Berlin