

Steifigkeit des leeren Raums

Mittels Flüssigkristallen ist es erstmals gelungen, das Casimir-Drehmoment zu messen.

Stefan Yoshi Buhmann

Gemäß der Quantenelektrodynamik kann es den absolut leeren Raum nicht geben: Aufgrund der Heisenbergschen Unschärferelation sind das elektrische und das magnetische Feld an einem Punkt niemals gleichzeitig beliebig scharf messbar. Daher ist jeder Raum auch in völliger Abwesenheit von Ladungen oder Lichtquellen von fluktuierenden elektromagnetischen Feldern durchdrungen. Hendrik Casimir zeigte 1948 in einer wegweisenden Arbeit, dass diese Vakuumfluktuationen zu messbaren Kräften führen können [1]. Er platzierte in einem Gedankenexperiment zwei parallele perfekte Leiterplatten im leeren Raum und bestimmte die Struktur der hierdurch beeinflussten fluktuierenden Felder. Die Randbedingungen des perfekten Leiters zwingen den Vakuumfluktuationen im Zwischenraum die Struktur stehender Wellen auf, deren Knoten auf den Plattenoberflächen sitzen. Da die fluktuierenden Felder beliebig hohe Frequenzen aufweisen können, verwundert es nicht weiter, dass Casimir eine unendliche Feldenergie fand. Es gelang ihm aber, den abstandsabhängigen, endlichen Teil dieser Energie zu isolieren – er interpretierte ihn als potentielle Energie der beiden Platten im Quantenvakuum, aus der er schließlich die berühmte anziehende Casimir-Kraft zwischen elektrisch neutralen Körpern gewann.

In Casimirs Beschreibung erzeugen die fluktuierenden Felder im ansonsten leeren Raum zwischen den Platten die Kraft als Quantenvakuumeffekt, was gewiss maßgeblich zu ihrer Faszination beigetragen hat. Jewgeni Lifschitz entwickelte eine alternative Beschreibung, der zufolge die Casimir-Kraft durch fluktuierende elektrische Dipole innerhalb der Platten hervorgerufen wird, die mittels elektromagnetischer Felder mit den Dipolen auf der jeweils anderen Platte wechselwirken [2]. Hier zeigt sich die enge Verwandtschaft

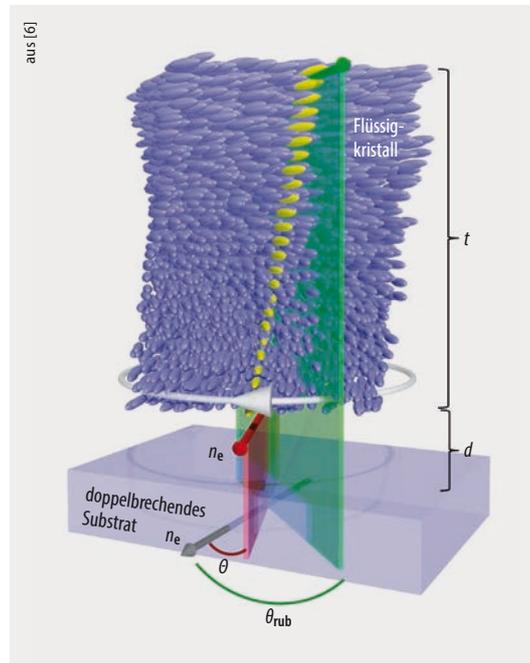


Abb. 1 Die Moleküle eines Flüssigkristalls sind am oberen Ende an einer Glasplatte verankert (Orientierung: grüner Vektor mit Winkel θ_{rub}). Ein Casimir-Drehmoment, das am unteren Ende infolge eines doppelbrechenden Substrats (außerordentliche optische Achse n_e : grauer Vektor) auf die Moleküle einwirkt, führt zu einer Torsion innerhalb des Flüssigkristalls (neue Orientierung mit außerordentlicher optischer Achse der Moleküle n_e : roter Vektor mit Winkel θ). Diese ist durch die gelbe Markierung gezeigt und lässt sich durch die Rotation eines linear polarisierten Laserstrahls beim Durchgang durch den Kristall nachweisen. Der Abstand d zwischen Substrat und Kristall ist viel kleiner als die Dicke t des Flüssigkristalls.

zur wohlbekannten Van-der-Waals-Kraft zwischen Molekülen, die ihren Ursprung ebenfalls in fluktuierenden Dipolen hat.

Um ein intuitives Verständnis der Kraft bei kurzen Abständen zu entwickeln, betrachten wir der Einfachheit halber die Wechselwirkungsenergie

$$U(z) = \frac{\hat{d}_1 \cdot \hat{d}_2}{4\pi\epsilon_0 z^3}$$

zweier fluktuierender Dipole \hat{d}_1 und \hat{d}_2 im Abstand z , die senkrecht zu ihrer Verbindungslinie orientiert sein sollen. Die Wechselwirkung hängt einerseits vom Abstand ab und erzeugt somit nach korrelierter Quantenmitelung eine Casimir-Kraft. Andererseits hängt sie von der Orientierung der Dipole ab. In doppelbrechenden Kristallen sind die Dipolfuktuationen längs oder quer zur optischen Achse unterschiedlich stark ausgeprägt. Ein Minimum der Wechselwirkungsenergie stellt sich ein, wenn die Richtungen besonders ausgeprägter Fluktuationen parallel zueinander stehen. Daraus resultiert die Vorhersage eines

Casimir-Drehmoments zwischen zwei doppelbrechenden Platten, das auf eine Parallelorientierung der beiden Vorzugsachsen hinwirkt [3]. Im Quantenvakuum-Bild, das zum Dipol-Bild äquivalent ist, entsteht dieses Drehmoment durch fluktuierende Felder im leeren Raum, welche durch die doppelbrechenden Kristalle verformt werden. Man gelangt so zur recht kühnen Metapher von der Steifigkeit des Quantenvakuums, welches auf Torsion mit einem Drehmoment reagiert.

Seit 2005 gab es als Folge immer genauerer Messungen der Casimir-Kraft verstärkte Anstrengungen, auch das Casimir-Drehmoment experimentell nachzuweisen. Vorschläge von Federico Capasso und seinen damaligen Mitarbeitern Davide Iannuzzi und Jeremy Munday in Harvard zielten darauf ab, hierfür schwebende doppelbrechende Kreisscheiben zu verwenden [4]. Diese wurden aber aufgrund der extremen Schwierigkeit, sehr glatte Scheiben herzustellen und diese vollkommen parallel schweben zu lassen,

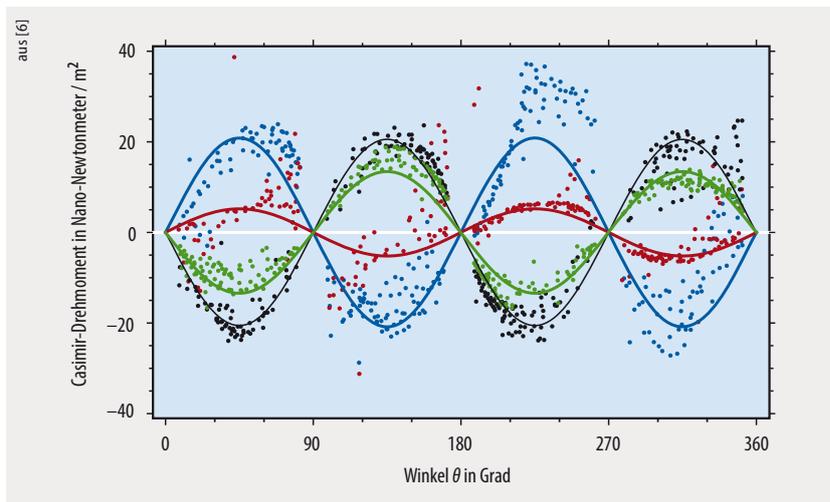


Abb. 2 Das Casimir-Drehmoment weist eine Periodizität von 180° in seiner Winkelabhängigkeit auf, da sich die optischen Achsen der Moleküle je nach Eigenschaften des doppelbrechenden Substrats parallel oder antiparallel zu dessen optischer Achse auszurichten versuchen. Die verwendeten Substrate sind Calciumcarbonat (CaCO_3 , blau), Lithiumniobat (LiNbO_3 , rot), Yttriumorthovanadat (YVO_4 , grün) und Titandioxid (TiO_2 , schwarz).

nicht weiterverfolgt [5]. Munday, inzwischen mit seiner eigenen Gruppe an der University of Maryland, ist es jüngst gelungen, einen erstmaligen Nachweis des Casimir-Drehmoments zu führen [6].

Ohne sich dessen zunächst bewusst zu sein, verwendeten Munday und seine Mitarbeiter eine Idee, die Barry Ninham unmittelbar nach der ersten theoretischen Vorhersage des Casimir-Drehmoments entwickelt hatte [7]. Herzstück des experimentellen Aufbaus (**Abb. 1**) ist ein Flüssigkristall aus anisotropen 5CB-Molekülen ($\text{C}_{18}\text{H}_{19}\text{N}$). In der nematischen Phase richten sich diese länglichen Moleküle parallel zueinander aus. Die mittlere Orientierung reagiert sehr empfindlich auf äußere Drehmomente. Wenn die Moleküle an einem Ende des Flüssigkristalls mittels eines Klebstoffs (Polyvinylalkohol) fest an einer Glasplatte verankert sind, führt ein solches Drehmoment am anderen Ende zu einer Torsion, die sich linear durch den Kristall zieht. Ihr Ausmaß hängt von den bekannten Elastizitätseigenschaften des Kristalls ab. Die Torsion lässt sich optisch nachweisen, da sie einem durch den Flüssigkristall propagierenden Laserstrahl eine Drehung der Polarisation aufprägt. In Munday's Experiment gelang es so, das Casimir-Drehmoment zwischen den anisotropen Flüssigkristallmolekülen und einem sich darunter befindlichen doppelbrechenden Substrat nachzuweisen. Hierbei übernehmen die Moleküle und das Substrat die Rolle der beiden Platten in Casimirs ursprünglicher Anordnung.

Munday konnte winzige Casimir-Drehmomente in der Größenordnung einiger Nano-Newtonmeter pro Quadratmeter in ihrer vollen Winkelabhängigkeit vermessen (**Abb. 2**). Das Drehmoment orientiert die Richtungen stärkster Dipolfuktuationen der beiden interagierenden Objekte parallel zueinander. Das ist einerseits die Längsachse der Flüssigkristallmoleküle und andererseits materialabhängig entweder die optische Achse des doppelbrechenden Substrats oder die Richtung senkrecht dazu. Die Experimentatoren verwendeten vier verschiedene Substrate und beobachteten die theoretisch erwartete Periodizität des Drehmoments von 180° mit jeweils unterschiedlichen Vorzeichen. Durch Einbringen eines Distanzstücks variabler Dicke aus Aluminiumoxid zwischen Flüssigkristall und Substrat ließ sich auch die Abstandsabhängigkeit des Drehmoments untersuchen.

Der erstmalige Nachweis des Casimir-Drehmoments ermutigt all jene, die von Anwendungen dieses Effekts in der Nanomechanik träumen oder über seine Relevanz für biologische Systeme spekulieren. Darüber hinaus verbleiben bislang unbeobachtete fundamentale Effekte wie das Drehmoment zwischen topologischen Isolatoren, die als neuartige Materialien spätestens seit dem Nobelpreis 2016 von verstärktem Interesse sind. Hier schließt sich ein Kreis, denn dieses Problem lässt sich am besten in Casimirs Bild fluktuierender Felder verstehen: Nahe topologischen Isolatoren haben die Felder eine ausgezeichnete Propagationsrichtung im Gegensatz

zur ausgezeichneten Achse doppelbrechender Kristalle. Das entsprechende Casimir-Drehmoment sollte somit als Signatur topologischer Eigenschaften eine Periodizität von 360° aufweisen [8], die als neue Herausforderung für Experimentatoren ihrer Entdeckung harrt.

*

Der Autor dankt B. W. Ninham, D. A. T. Somers und J. N. Munday für Hintergrundinformationen sowie J. Franz und T. Wellens für kritische Anregungen.

- [1] H. B. G. Casimir, Proc. K. Ned. Akad. Wet. **51**, 793 (1948)
- [2] E. M. Lifshitz, Sov. Phys. JETP **2**, 73 (1956)
- [3] V. A. Parsegian und G. H. Weiss, J. Adhes. **3**, 259 (1972)
- [4] F. Capasso, J. N. Munday, D. Iannuzzi und H. B. Chan, IEEE J. Select. Top. Quant. Electron. **13**, 400 (2007)
- [5] D. A. T. Somers und J. N. Munday, private Kommunikation (2019)
- [6] D. A. T. Somers, J. L. Garrett, K. J. Palm und J. N. Munday, Nature **564**, 386 (2018)
- [7] E. R. Smith und B. W. Ninham, Physica **66**, 111 (1973)
- [8] F. Lindel, G. W. Hanson, M. Antezza und S. Y. Buhmann, Phys. Rev. A **98**, 144101 (2018)

Autor

Dr. Stefan Yoshi Buhmann, Freiburg Institute for Advanced Studies (FRIAS) und Physikalisches Institut, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, Hermann-Herder-Straße 3, 79104 Freiburg