

Bohrs Comeback

Dank moderner Erweiterungen eignet sich Bohrs Atommodell doch für Mehrelektronensysteme.

Dudley R. Herschbach, Marlan O. Scully und Anatoly A. Svidzinsky

Die alte Quantentheorie, wie sie Niels Bohr 1913 vorgestellt hat, versagt schon bei der Anwendung auf Systeme mit wenigen Elektronen. Doch ist das wirklich so? Ungeachtet dieser gängigen Meinung stellte sich ein Jahrhundert später heraus, dass Bohrs Modell – mit geringfügigen Erweiterungen – überraschend genau die Potentialkurven des Wasserstoffmoleküls sowie von anderen Molekülen vorhersagen kann. Darüber hinaus bietet es einen aufschlussreichen Einblick in die Struktur von Atomen mit mehreren Elektronen.

Der berühmte Physiker Lew Landau wurde einmal gefragt, ob er ein Genie sei. Er soll darauf geantwortet haben: „Nein, ich bin sehr talentiert. ‚Genie‘ ist für Leute wie Bohr und Einstein reserviert.“ Wie Landau zu diesem Urteil kam, lässt schon ein kurzer Blick auf die Skizzen von Molekülstrukturen (Abb. 1) erahnen, die Bohr bereits ein Jahr vor dem Erscheinen seiner gefeierten Trilogie von Artikeln „Über die Konstitution von Atomen und Molekülen“ [1] angefertigt hatte. Diese Darstellung entstammt einem kurzen Brief vom Juli 1912 an Ernest Rutherford, der auch als „Manchester-Memorandum“ bekannt ist [2]. Bohr übermittelte darin seine Anmerkungen zur Struktur und Stabilität von Molekülen, um die Rutherford ihn gebeten hatte [3]. In diesen Skizzen erleben wir Bohr in Bestform: Anhand des Planetenmodells unternahm er es, die Bindung in verschiedenen Molekülen auf sehr ansprechende und intuitive Weise zu erläutern. Insbesondere erkennen wir dort das Bohrsche Modell eines Wasserstoffmoleküls, in dem zwei Kerne durch einen festen Abstand getrennt sind und sich die beiden Elektronen auf Kreisbahnen um die Molekülachse bewegen.

Ungeachtet der überraschenden Genauigkeit der Beschreibung eines Atoms mit einem Elektron erwiesen sich jedoch Versuche, Bohrs Modell auf das H₂-Molekül oder noch größere Systeme anzuwenden, als unbefriedigend [4, 5]. Allerdings sind nur geringfügige Erweiterungen nötig, damit das Bohrsche Modell für die Potentialkurven von H₂ und anderen Molekülen erstaunlich genaue Ergebnisse liefert und eine neue Perspektive auf den Aufbau von Atomen mit mehreren Elektronen bietet [6–9]. Daher entbehrt es nicht einer gewissen Ironie, dass Bohrs Bild der Moleküle sich nie durchsetzen konnte, denn es ist physikalisch ansprechend und aufschlussreich, wie wir im Folgenden zeigen möchten.

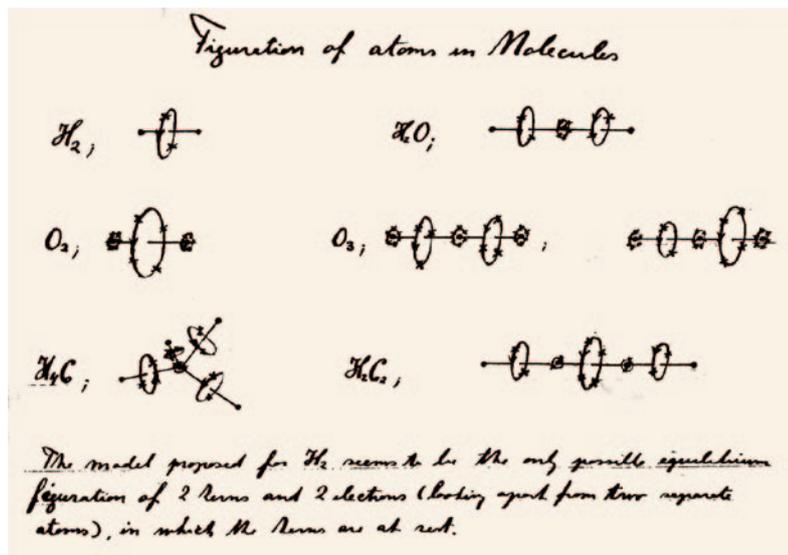


Abb. 1 Niels Bohr skizzierte im Juli 1912 in einem Brief an Ernest Rutherford [2] seine Vorstellung von Molekülstrukturen

Ausgangspunkt sei das Bohrsche Modell eines Wasserstoffmoleküls, in dem zwei Atomkerne mit den Ladungen $Z|e|$ durch einen festen Abstand R getrennt sind und zwei Elektronen mit Masse m sich im Raum dazwischen bewegen (Abb. 2). Das Modell geht davon aus, dass sich beide Elektronen mit konstanter Geschwindigkeit auf kreisförmigen Bahnen mit gleichen Radien bewegen. Die Kreismittelpunkte liegen auf der Molekülachse, die Distanz zwischen den Elektronen bleibt konstant. Schreiben wir nun die Energiefunktion $E = T + V$, wobei sich die kinetische Energie $T = p_1^2/2m + p_2^2/2m$ der Elektronen 1 und 2 anhand der

KOMPAKT

- Niels Bohr ging bei der Anwendung seines Atommodells auf das H₂-Molekül von einer symmetrischen Anordnung von Elektronen und Protonen aus, die jedoch das falsche Bindungspotential liefert.
- Mit asymmetrischen Konfigurationen ergibt sich jedoch auch im Bohr-Modell auf einfache Weise eine überraschend genaue Potentialkurve des H₂-Moleküls.
- Mit dem aus der Quantenchromodynamik bekannten „Dimensional Scaling“ lässt sich die Energiefunktion des Bohrschen Modelles aus der quantenmechanischen Schrödinger-Gleichung gewinnen.
- Im Rahmen dieser Erweiterung leistet das Bohr-Modell eine ebenso einfache wie aufschlussreiche Beschreibung von Mehrelektronensystemen.

Prof. Dr. Dudley R. Herschbach 1), 2), Prof. Dr. Marlan O. Scully 2), 3), 4), und Prof. Dr. Anatoly A. Svidzinsky 2), 3);
 1) Harvard University, Cambridge, MA 02138;
 2) Texas A & M University, College Station, TX 77843;
 3) Princeton University, Princeton, NJ 08544;
 4) Baylor University, Waco, TX 76706

Quantisierungsbedingung für den Drehimpuls $l = n\hbar$ ermitteln lässt, so erhalten wir $T = p^2/2m = n^2\hbar^2/2mp^2$. Alle Entfernungen werden dabei in Bohrschen Radien $a_0 = \hbar^2/m e^2$ angegeben. e^2/a_0 dient als Energieeinheit (atomare Einheiten).

Die potentielle Energie V der Coulomb-Wechselwirkung ist gegeben durch

$$V = -\frac{Z}{r_{a1}} - \frac{Z}{r_{b1}} - \frac{Z}{r_{a2}} - \frac{Z}{r_{b2}} + \frac{1}{r_{12}} + \frac{Z^2}{R}, \quad (1)$$

wobei r_{ai} ($i = 1, 2$) und r_{bi} die Entfernungen des i -ten Elektrons von den Atomkernen A bzw. B bezeichnet (Abb. 2 unten) und r_{12} die Entfernung zwischen den Elektronen. Gemäß dem Bohr-Modell ergibt sich für die Energie eines homonuklearen Moleküls mit der Ladung Z (hier betrachten wir den Fall $n = 1$) als Funktion der Elektronenkoordinaten

$$E = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\rho_1^2} + \frac{1}{\rho_2^2} \right) + V. \quad (2)$$

Bei festem Kernabstand R entsprechen die möglichen Elektronen-Konfigurationen den Extrema von E . Die Extremwertgleichungen $\partial E/\partial \rho_i = 0$, $\partial E/\partial z_i = 0$ sind äquivalent zur Anwendung des zweiten Newtonschen Gesetzes auf die Bewegung des jeweiligen Elektrons.

Bohrs ursprüngliche Darstellung des H_2 -Moleküls ist symmetrisch, wie Abb. 1 zeigt. Tatsächlich schreibt Bohr an Rutherford: „The model proposed for H_2 seems to be the only possible equilibrium figuration of 2 kerns and 2 electrons (looking apart from two separate atoms), in which the kerns are at rest“ [3]. Eine

solche symmetrische Anordnung entspricht einem der Extrema von Gl. (2). Doch dieses symmetrische Bild funktioniert nicht mehr, wenn wir beginnen, die Protonen voneinander zu entfernen, bis schließlich Protonen und Elektronen frei sind. Für große R ergibt sich das falsche Bindungspotential. Jedes realistische Modell muss zeigen, dass die Potentialenergiefunktion des Grundzustandes zur Dissoziationsenergie von $H + H$ führt. Daher erklärte Arnold Sommerfeld, Bohrs Darstellung sei zwar interessant, aber nicht korrekt [5] und schrieb 1923: „[N]och bis vor Kurzem ... neigten wir dazu, es zu akzeptieren“. Und etwas später zog er das Fazit: „Das wahre Modell des H_2 -Moleküls ist noch immer unbekannt. Es wird wohl kaum so symmetrisch aufgebaut sein wie das von Bohr vorgeschlagene Modell“ [5].

Vom symmetrischen zum asymmetrischen Modell

Tatsächlich lässt das Bohrsche Modell durchaus auch andere Konfigurationen zu als die von Bohr betrachtete symmetrische [6, 7] (Abb. 3, oben). Für drei solcher Konfigurationen haben wir die Energie E in Abhängigkeit vom Kernabstand R dargestellt (Abb. 3, unten), zusammen mit den „exakten“ Ergebnissen, die sich aus aufwändigen wellenmechanischen Variationsrechnungen für den Singulett-Grundzustand $^1\Sigma_g^+$ und den niedrigsten Triplett-Zustand $^3\Sigma_u^+$ ergeben. (Im gesamten Artikel wurden die Werte für die „exakten“ Energien aus einer Kombination von theoretischen

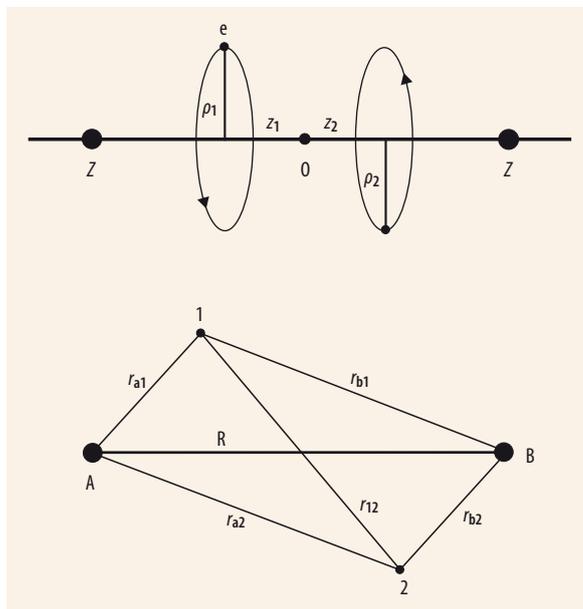


Abb. 2 Zylindrische Koordinaten (oben) und Elektronenabstände (unten) im H_2 -Molekül: Die Atomkerne Z haben einen festen Abstand R voneinander. Die beiden Elektronen rotieren mit konstanter Geschwindigkeit auf kreisförmigen Bahnen um die Molekülachse z mit den Koordinaten ρ_i, z_i bzw. ρ_{2i}, z_{2i} ($\rho_1 = \rho_2 = \rho; z_1 = \pm z_2 = z$). Der Elektronenabstand ist konstant. Der Winkel ϕ zwischen den Ebenen (ρ_1, z_1) und (ρ_2, z_2) bleibt konstant und ist entweder $\phi = \pi$ oder $\phi = 0$.

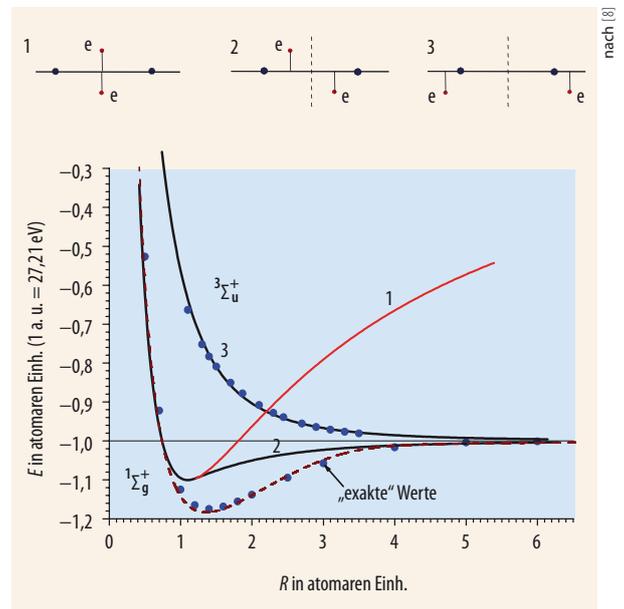


Abb. 3 Energie $E(R)$ des H_2 -Moleküls für drei verschiedene Elektronen-Konfigurationen (oben) als Funktion des Kernabstands R , berechnet innerhalb des Bohrschen Modells (durchgehende Linie), sowie der „exakten“ Energie¹⁾ des Grundzustands $^1\Sigma_g^+$ und des ersten angeregten Zustands $^3\Sigma_u^+$ (Punkte). Bemerkenswert ist die Ähnlichkeit zwischen der symmetrischen Anordnung (1) und Bohrs Darstellung des H_2 -Moleküls (Abb. 1). Die gestrichelte Linie ergibt sich aus dem erweiterten Bohr-Modell. Konfiguration (2) entspricht der Situation in Abb. 2 mit $\phi = \pi$. Energien sind in atomaren Einheiten, d. h. 1 a.u. = 27,21 eV

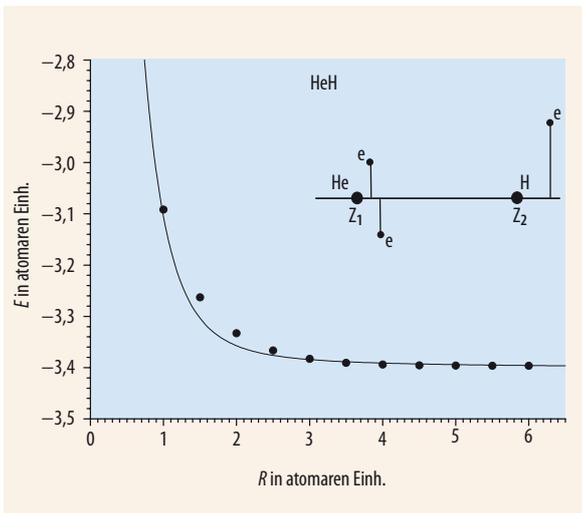


Abb. 4 Energie $E = E(R)$ des HeH-Moleküls für die dargestellte Elektronenanordnung, berechnet für $n_1 = n_2 = n_3 = 1, Z_{\text{He}}^{\text{eff}} = 1,954$ innerhalb des Bohrschen Modells (durchgezogene Linie) und der „exakten“ Energie des Grundzustands (Punkte).

und experimentellen Quellen verwendet.)¹⁾ Die Anordnungen, bei denen die Elektronen zwischen den Protonen auf gegenüberliegenden Seiten der Kernachse liegen (1 und 2), entsprechen den Singulett-Zuständen, während die Lösung, bei der die Elektronen außerhalb der Protonen und auf derselben Seite der Achse liegen (3), mit dem Triplett-Zustand korrespondiert.

Bei kleinen Kernabständen passt die ursprünglich von Bohr betrachtete symmetrische Konfiguration gut zur „exakten“ quantenmechanischen Grundzustandsenergie. Bei größerem R steigt die Energie dieser Konfiguration jedoch weit über die des Grundzustandes hinaus an. Das führt schließlich zur Dissoziation in den doppelionisierten Grenzfall, $2\text{H}^+ + 2\text{e}^-$. Im Gegensatz dazu tritt die Lösung für die asymmetrische Konfiguration 2 nur für $R > 1,20$ auf, während sie im Grenzfall von großem R zu zwei H-Atomen dissoziiert. Dies liefert eine ziemlich gute Beschreibung der Potentialkurve des Grundzustandes $E(R)$ (Kurve 2 in Abb. 3), sowohl bei großem als auch bei kleinem internuklearen Abstand R , im Gegensatz zu Bohrs Ergebnis (Kurve 1 in Abb. 3). Dies ist besonders bemerkenswert, da die Lösung das Ergebnis ganz elementarer Berechnungen ist, und nicht von komplizierten Differentialgleichungen, wie man sie für die wellenmechanische Behandlung des Moleküls verwendet. Die asymmetrische Lösung 3 existiert für alle R und korrespondiert durchgehend mit der Abstoßung zwischen zwei H-Atomen. Für solche Elektronen-Anordnungen ist die elektrostatische Wechselwirkungs-Energie zwischen zwei H-Atomen positiv, was zu keiner Bindung führt. Man kann sich H-Atome als elektrische Dipole vorstellen, die sich bei der Ausrichtung 3 gegenseitig abstoßen.

Das stark vereinfachende Bohrsche Modell liefert erstaunlich genaue Energien für den Singulett-Grundzustand, bei großen wie kleinen Kernabständen, sowie für den Triplett-Zustand über die ganze Bandbreite von R . Darüber hinaus sagt das Modell eine Bindung des Grundzustandes mit einem Gleichgewichtsab-

stand $R_{\text{Gl}} \approx 1,10$ voraus, und liefert für die Bindungsenergie $E_{\text{B}} \approx 0,100$ a. u. = 2,72 eV. Die Heitler-London-Näherung, die man aus einer zweiwertigen Variationsfunktion erhält, ergibt $R_{\text{Gl}} = 1,51$ und $E_{\text{B}} = 3,14$ eV [11], während die „exakten“ Ergebnisse $R_{\text{Gl}} = 1,401$ und $E_{\text{B}} = 4,745$ eV lauten [10].

Für den Triplett-Zustand liefert das Bohrsche Modell, wie Abb. 3 zeigt, eine bemerkenswert gute Übereinstimmung mit der „exakten“ Potentialkurve und ist tatsächlich viel besser als das Ergebnis von Heitler-London (welches z. B. bei $R = 2$ bei 30 % liegt). Somit beeindruckt das Bohrsche Modell nicht nur durch Einfachheit, sondern auch durch Genauigkeit.

1) Die theoretischen Analysen sind typischerweise Computerberechnungen; mehr dazu siehe z. B. Ref. [10], die einen guten Überblick über die moderne Molekültheorie bietet.

In höhere Dimensionen ... und wieder zurück

Das Problem lässt sich aber auch aus dem Blickwinkel einer Methode betrachten, die sich als Hilfsmittel in der statistischen Mechanik oder der Quantenchromodynamik [12] bewährt hat, das „Dimensional Scaling“. Allgemein versteht man darunter die analytische Lösung eines Problems in einer „unphysikalischen“ Dimension $D \neq 3$ und die anschließende Anwendung der Störungstheorie, um eine Näherungslösung für $D = 3$ zu erhalten.

Verallgemeinert man die Schrödinger-Gleichung auf D Dimensionen und reskaliert die Koordinaten [13], dann ergibt sich im Grenzfall $D \rightarrow \infty$ die Energiefunktion des Bohrschen Modells aus der Quantenmechanik [6]. Insbesondere erscheint der Zentrifugalterm ganz

DIMENSIONAL SCALING BEIM H-ATOM

Für das Wasserstoffatom lautet die Schrödinger-Gleichung in Kugelkoordinaten (wir verwenden atomare Einheiten)

$$\left(-\frac{\Delta}{2} - \frac{1}{r}\right) \psi = E\psi.$$

Die Transformation der D -Skalierung lässt sich durchführen, indem der Laplace-Operator in D Dimensionen geschrieben wird:

$$\Delta = \frac{1}{r^{D-1}} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^{D-1} \frac{\partial}{\partial r} \right) - \frac{L_{D-1}^2}{r^2}$$

Dadurch wird die Wellenfunktion folgendermaßen transformiert zu

$$\psi = r^{-(D-1)/2} \phi$$

und die Koordinaten und Energie umskaliert zu

$$r \rightarrow \frac{(D-1)^2}{4} r, E \rightarrow \frac{4}{(D-1)^2} E.$$

Damit erhält man in skalierten Variablen die folgende Gleichung für den Grundzustand

$$\left(-\frac{2}{(D-1)^2} \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{2} \frac{(D-3)}{(D-1)} \frac{1}{r^2} - \frac{1}{r}\right) \phi = E\phi$$

Im Grenzfall $D \rightarrow \infty$ verschwindet der Ableitungsterm, und diese Gleichung liefert die Energiefunktion des Bohrschen Modells

$$E = \frac{1}{2r^2} - \frac{1}{r}.$$

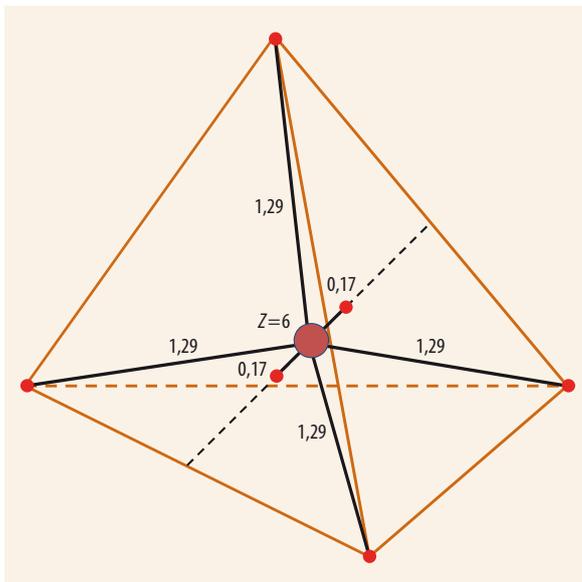


Abb. 5 Die typische tetraedrische Elektronenanordnung des Kohlenstoffatoms ergibt sich aus dem Bohrschen Modell durch Minimierung von Gl. (4). Die Abstände sind in Einheiten des Bohrschen Radius angegeben.

natürlich selbst für Zustände ohne Drehimpuls. Korrekturen in $1/D$ liefern ein einfaches und nützliches Mittel, um sich mehr und mehr der exakten Lösung von Schrödingers Vielteilchengleichung in $D = 3$ Dimensionen anzunähern. Bei dieser Vorgehensweise zeigt sich erstaunlicherweise, dass sich das Bohrsche Modell im Grenzfall der großen Dimensionen aus der Quantenmechanik ableiten lässt [6]. Für das einfache Beispiel des H-Atoms liefert die D -Skalierung im Grenzfall $D \rightarrow \infty$ die Energiefunktion des Bohrschen Modells (**Infokasten**):

$$E = \frac{1}{2r^2} - \frac{1}{r}. \quad (3)$$

In Verbindung mit der D -Skalierung erweist sich das Bohr-Modell auch als nützlich, um komplexere Moleküle zu beschreiben. Dabei betrachtet man Elektronen als Punktteilchen an festen Positionen, die sich durch Optimierung einer algebraischen Energiefunktion ermitteln lassen. Für N Elektronen beschränkt sich das Modell darauf, Anordnungen zu finden, die Energie-Extrema liefern

$$E = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \frac{n_i^2}{\rho_i^2} + V(r_1, r_2, \dots, r_N, R). \quad (4)$$

Hier bezeichnet n_i die Hauptquantenzahl des i -ten Elektrons.

Als Beispiel betrachten wir das Potential des Grundzustands des Moleküls HeH. Um das Paulische Ausschließungsprinzip zu berücksichtigen, kann man eine Vorschrift nutzen, die darauf basiert, die Elektronenniveaus nach und nach aufzufüllen. Im Falle von HeH können die drei Elektronen nicht alle das gleiche niedrigste Niveau von HeH^{++} besetzen. Daher entspricht für die Anordnung mit $n_1 = n_2 = n_3$ die wahre Grundzustandsenergie einem Sattelpunkt, und nicht einem globalen Minimum. Eine solche Konfi-

guration ist Ausgangspunkt für die Berechnung der Potentialkurve von HeH. Um die korrekte Dissoziationsgrenze zu erhalten, setzen wir für Helium als effektive Ladung $Z_{\text{He}}^{\text{eff}} = 1,954$ an. Die Ergebnisse im Rahmen des Bohrschen Modells stimmen bemerkenswert gut überein mit den „exakten“ Werten aus aufwändigen wellenmechanischen Variationsrechnungen (**Abb. 4**).

Komplexere Moleküle

Mit der simplen Erweiterung des Bohrschen Modells lässt sich die Potentialkurve des Grundzustandes von H_2 entscheidend verbessern (siehe gestrichelte Linie in **Abb. 3**) [8]. Wenn zwei H-Atome einen großen Abstand haben, sieht ein Elektron de facto nur den nächstgelegenen Kern. Somit liefert die Quantisierung des Drehimpulses des Elektrons in Bezug auf den näheren Kern (atomare Quantisierung) eine genauere Beschreibung als die Quantisierung in Bezug auf die Molekülachse gemäß Gleichung (2). Das Bohr-Modell sagt für den Fall mit nur einem Zentrum (also das H-Atom) die Energie akkurat vorher. Diese Beschreibung lässt sich durch eine einfache quantenmechanische Bedingung für jeden beliebigen Kernabstand erweitern [8]. Dabei zeigt sich, dass atomare Quantisierung erstaunlich präzise ist bei der Beschreibung chemischer Bindung. Sogar für kompliziertere Moleküle könnte solch eine Beschreibung korrekt sein, da in erster Linie die Elektronen der äußeren Schale zur Entstehung der Bindung beitragen. Wie wir gezeigt haben, erhält man durch das erweiterte Bohrsche Modell korrekte Potentialkurven für beispielsweise H_3 , H_4 , LiH, BeH, He_2 , Li_2 und Be_2 [7–9].

Darüber hinaus liefert das Bohrsche Modell physikalisch ansprechende Bilder von Mehrelektronenatomen. Ein Beispiel ist die Elektronenanordnung von Kohlenstoff, wie sie sich im Bohrschen Modell durch Minimierung der Energiefunktion (4) ergibt (**Abb. 5**). Ein eindrucksvoller Aspekt dieses Beispiels: Allein durch diese Minimierung lässt sich vorhersagen, dass sich in der Schale $n = 2$ die Valenzelektronen für C tetraedrisch verteilen. Diese Anordnung entspricht dem sp^3 -Modus der Hybridisierung der Unterschalen s und p. Gängige Betrachtungen der Hybridisierung mittels Quantenmechanik müssen spezielle Näherungen verwenden, um diese kanonischen Moden zu erhalten. Diese erscheinen faszinierenderweise ohne Weiteres im Bohrschen Modell. Ein anderes bemerkenswertes Ergebnis ist, dass das Bohrsche Modell für das Kohlenstoffatom die Energie des Grundzustandes von $-37,81$ a. u. vorhersagt – das weicht nur 0,08 % vom genauen quantenmechanischen Resultat ($-37,84$ a. u.) ab!

Ungeachtet des Erfolgs der modernen Computerchemie gibt es einen Bedarf dafür, Elektronenstrukturen auf relativ einfache und intuitive Weise zu verstehen. Wir haben gezeigt, wie das altertümliche Bohrsche Modell mit geringfügigen Erweiterungen erstaunlich genaue Potentialkurven von Molekülen liefern kann und darüber hinaus eine ansprechende

Beschreibung von Mehrelektronenatomen ermöglicht. Wichtiger noch: Auf diese Weise bietet es ein klares physikalisches Bild prototypischer chemischer Bindungen, welches mit dem durch Wellenmechanik hervorgebrachten Bild vereinbar, und dabei wesentlich aufschlussreicher und mathematisch einfacher ist.

*

Wir möchten uns herzlich für die Unterstützung durch die National Science Foundation (Grant PHY-1241032) und die Robert A. Welch Foundation (Award A-1261) bedanken.^{†)}

Literatur

[1] N. Bohr, Phil. Mag. **26**, 1, 476 und 857 (1913)
 [2] N. Bohr, Collected Works, North-Holland, Amsterdam, New York, Oxford, Bd. 2 (1981), S. 150 – 153
 [3] H. Kragh, Niels Bohr and the Quantum Atom – The Bohr Model of Atomic Structure 1913 – 1925, Oxford University Press, Oxford (2012)
 [4] J. H. Van Vleck, (1922) Phil. Mag. **44**, 842 (1922)
 [5] A. Sommerfeld, Atomic Structure and Spectral Lines, 3. Auflage, E. P. Dutton & Company, New York (1923), S. 76 – 78
 [6] A. A. Svidzinsky, M. O. Scully und D. R. Herschbach, Phys. Rev. Lett. **95**, 080401 (2005)
 [7] A. A. Svidzinsky, M. O. Scully und D. R. Herschbach, PNAS **102**, 11985 (2005)
 [8] A. A. Svidzinsky, S.A. Chin und M. O. Scully, Phys. Lett. A **355**, 373 (2006)
 [9] A. Svidzinsky, S. Chin, G. Chen, M. Kim, D. Ma, R. Murawski, A. Sergeev, M. O. Scully und D. Herschbach, Int. Rev. Phys. Chem. **27**, 665 (2008)
 [10] H. F. Schaefer, Quantum Chemistry, Clarendon, Oxford, (1984)
 [11] W. Heitler und F. London, Zeitschrift für Physik **44**, 455 (1927)

[12] E. Witten, Physics Today **33**, 38 (1980)
 [13] D. R. Herschbach, J. S. Avery und O. Goscinski (Hrsg.), Dimensional Scaling in Chemical Physics, Kluwer, Dordrecht (1992)

†) Das englische Manuskript dieses Artikels wurde von Jutta Pistor übersetzt.

DIE AUTOREN

Dudley R. Herschbach kam 1963 als Professor für Chemie an die Harvard University, wo er sich in Experiment und Theorie mit der molekularen Dynamik chemischer Elementarreaktionen beschäftigte. Für seine Arbeiten auf diesem Gebiet erhielt er zusammen mit Yian T. Lee und John C. Polanyi 1986 den Nobelpreis für Chemie. Seit 2003 ist Herschbach Emeritus, aber immer noch als Forscher und Wissenschaftspopularisator aktiv.



Marlan O. Scully ist Professor an der Texas A&M University und der Princeton University. Er zählt zu den führenden Pionieren der theoretischen Quantenoptik und hat wichtige Arbeiten im Bereich der Laserphysik sowie der quantenmechanischen Kohärenz und Korrelationen verfasst. Neben vielen anderen Auszeichnungen erhielt er 2011 den Herbert Walther Preis der DPG und der Optical Society of America.

Anatoly A. Svidzinsky hat in Moskau Physik studiert und war ab 1991 Mitarbeiter in der Arbeitsgruppe von Vitaly Ginzburg, wo er sich mit Supraleitung befasste. Nach seiner Promotion 1997 ging er an die Stanford University, wo er 2000 ein zweites Mal promovierte und sich seitdem mit theoretischer Quantenoptik befasst.



2013
highlights der **physik**

DER VORTRAGSWETTBEWERB: EINSTEINSLAM

PHYSIK IN 10 MINUTEN!

Eine Initiative der jungen DPG

WWW.EINSTEIN-SLAM.DE

Im Rahmen der „Highlights der Physik“ Wuppertal, 20. September 2013

Reif für die Bühne?
Bewirb dich jetzt unter www.einstein-slam.de!

Anmeldeschluss 20. August 2013