

KURZZEITPHYSIK

# Elektronen unter Kontrolle

Mithilfe ultrakurzer Lichtimpulse lassen sich Elektronen in Molekülen und Nanostrukturen auf Zeitskalen von Attosekunden steuern und beobachten.

Matthias F. Kling und Marc J. J. Vrakking

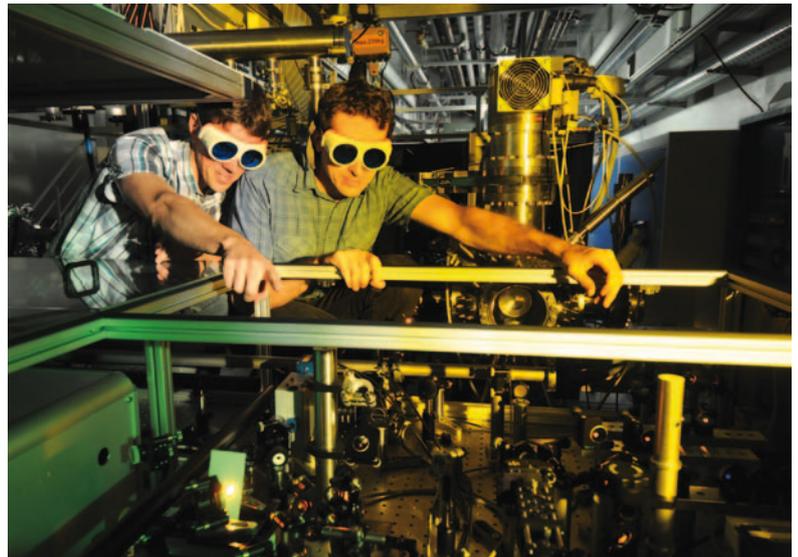
Während sich die Atomkerne in Molekülen und Nanostrukturen typischerweise auf einer Zeitskala von Femtosekunden bewegen, läuft die Dynamik der viel leichteren Elektronen rund tausendmal schneller auf einer Zeitskala von Attosekunden ab, also 0,000 000 000 000 001 Sekunden! Dennoch erlauben es neue Techniken, diese Bewegungen zu steuern und sie zu filmen. Dies verspricht die gezielte Kontrolle von chemischen Reaktionen oder rein optische Schaltkreise.

Sehr schnelle Vorgänge lassen sich mit Kameras beobachten, deren Belichtungszeiten kürzer sind als die Zeitskala dieser Vorgänge. Bei einer fliegenden Gewehrkugel bedeutet dies, dass eine Belichtungszeit von einigen Mikrosekunden für ein scharfes Foto ausreicht. Im Gegensatz dazu bewegen sich bei chemischen Prozessen die Atomkerne in Molekülen typischerweise auf einer Zeitskala von Femtosekunden ( $1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$ ). Diese Bewegung konnte Ahmed Zewail erstmals zeitaufgelöst beobachten – dafür erhielt er 1999 den Nobelpreis für Chemie [1]. Nochmal um Größenordnungen schneller bewegen sich Elektronen, da ihre Masse um einen Faktor 1836 kleiner ist als die eines Protons. Um dennoch die Bewegung von Elektronen zu „fotografieren“, benötigt die „Kamera“ eine Belichtungszeit im Bereich von Attosekunden ( $1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$ ). Eine Attosekunde verhält sich zu einer Sekunde wie eine Sekunde zum Alter des Universums! Dennoch ist es 2001 gelungen, Attosekunden-Laserblitze zu erzeugen und nachzuweisen [2, 3]. Die Dauer dieser Lichtblitze wurde stetig verkürzt und hat 2008 mit 80 as den derzeitigen Rekord erreicht [4].

Neben Filmaufnahmen der sehr schnellen Elektrodynamik [5] liegt ein wichtiger Schwerpunkt der Forschung mit as-Pulsen darin, die Elektronen zu kontrollieren [6]. Laserfelder, die nur wenige Zyklen der elektromagnetischen Welle des Lasers dauern und eine wohldefinierte Wellenform des elektrischen Feldes aufweisen, ermöglichen eine solche Kontrolle. Dies lässt sich verstehen anhand der elektrischen Wellenform eines linear polarisierten Laserpulses:

$$E(t) = E_0(t) \cdot \cos(\omega_{\text{laser}} t + \varphi). \quad (1)$$

Hierbei ist  $E_0(t)$  die Einhüllende des Laserpulses,  $\omega_{\text{laser}}$  die Frequenz des elektrischen Feldes und  $\varphi$  dessen Phase, die „Carrier-Envelope Phase“ (CEP). Die Phase



Thorsten Naeser

Im Attosekundenlabor am MPI für Quantenoptik ist vorne ein Teil der Laserapparaturs für die Lichtwellenkontrolle von

Elektronen zu sehen. Im Hintergrund befindet sich die Vakuum-Apparatur für die Experimente an Nanoteilchen.

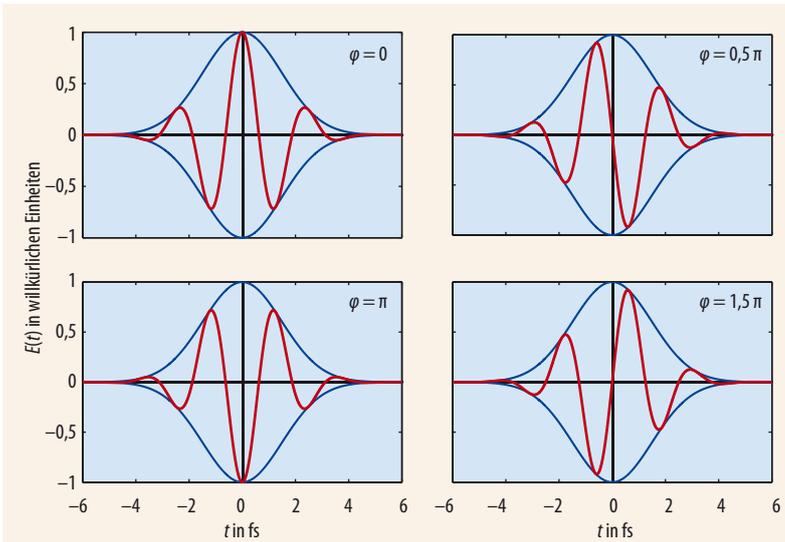
ändert sich in einem dispersiven Material, da sich darin die Einhüllende des Pulses und die Lichtwelle selbst mit verschiedenen Geschwindigkeiten bewegen (Gruppen- bzw. Phasengeschwindigkeit).

Die Frequenzkamm-Technologie [7], für die Theodor Hänsch und John Hall 2005 den Nobelpreis erhielten, erlaubt es, die Phase von Laserpulsen zu stabilisieren. Damit ist es auf einfache Weise möglich, die Wellenform der Laserpulse und damit das elektrische Feld, das auf die Elektronen in Molekülen und Nanostrukturen wirkt, zu verändern (Abb. 1). Wie wir im Folgenden an zwei Beispielen zeigen wollen, übt eine solche Laserwelle eine wohldefinierte Kraft auf Elektronen aus, die sich darüber steuern lassen. Das erste

KOMPAKT

- Frequenzkämme erlauben es, die Phase von ultrakurzen Lichtpulsen und damit deren elektrisches Feld sehr genau zu stabilisieren.
- Durch Variieren dieser Phase ist es gelungen, die Elektronen in einfachen Molekülen wie  $D_2$  zu steuern und damit dessen Dissoziation zu beeinflussen und auch zeitaufgelöst zu beobachten.
- Darüber hinaus lässt sich mit diesen Laserpulsen auch die Emission von Elektronen aus  $SiO_2$ -Nanoteilchen steuern.

Prof. Dr. Matthias F. Kling, Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Hans-Kopfermann-Str. 1, 85748 Garching; Prof. Dr. Marc J. J. Vrakking, Max-Born-Institut, Max-Born-Str. 2A, 12489 Berlin

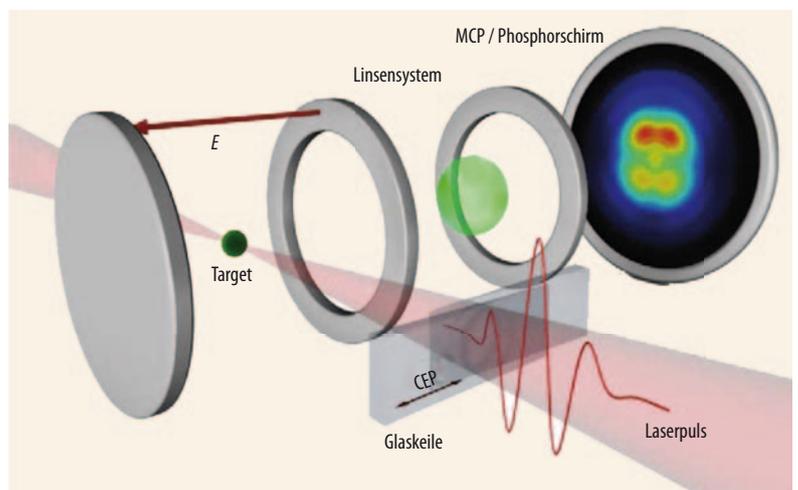


**Abb. 1** In einem Laserpuls aus wenigen Zyklen lässt sich das elektrische Feld über die Phase  $\varphi$  verändern – bei gleicher Einhüllenden (blau), hier mit 4 fs Halbwertsbreite. Die Wellenlänge beträgt 750 nm.

Beispiel ist die Kontrolle von Elektronen in Molekülen, insbesondere mit dem Ziel, eine chemische Reaktion zu beeinflussen. Um festzustellen, ob diese Kontrolle erfolgreich war, genügt es, die Produkte der Reaktion zu analysieren. Einen deutlich tieferen Einblick in die Wirkung des Laserfeldes auf die Elektronen ermöglicht ein zeitaufgelöstes Experiment, das wir im Anschluss skizzieren. Im zweiten Beispiel diskutieren wir die mit Lichtwellen kontrollierte Emission und Beschleunigung von Elektronen aus dielektrischen Nanopartikeln. Dabei steuert das Laserlicht Felder an der Partikeloberfläche, die wiederum direkt auf die Elektronen wirken und sie stark beschleunigen.

Um diese Prozesse zu verstehen, ist es wesentlich, die dabei entstehenden Elektronen und/oder Ionen zu analysieren. Wichtige Observable in diesem Zusammenhang sind die Teilchenimpulse, aus denen sich viele Einzelheiten zur Wechselwirkung des Lasers mit einem Molekül oder Nanoteilchen ergeben. Spezielle Detektoren (z. B. ein Velocity-Map-Imaging-Spektrometer) erlauben es, die dreidimensionale Impulsverteilung von Elektronen und Ionen zu rekonstruieren (Abb. 2) [8].

**Abb. 2** Im Zentrum des Velocity-Map Imaging-Spektrometers (VMI) entstehen Elektronen und Ionen durch Ionisation eines Targets (Molekül oder Nanostruktur). Auslöser ist hier ein starkes Laserfeld im nahen Infraroten, dessen Phase (CEP) sich durch das Verschieben eines Glaskeils einstellen lässt. Ein elektrostatisches Linsensystem projiziert die geladenen Teilchen auf einen Detektor aus Mikrokanalplatten (MCP) und Phosphorschirm. Eine CCD-Kamera (nicht dargestellt) registriert die Lichtblitze des Phosphorschirms. Die Impulsverteilungen ergeben sich aus dem Kamerabild über eine inverse Abel-Transformation.

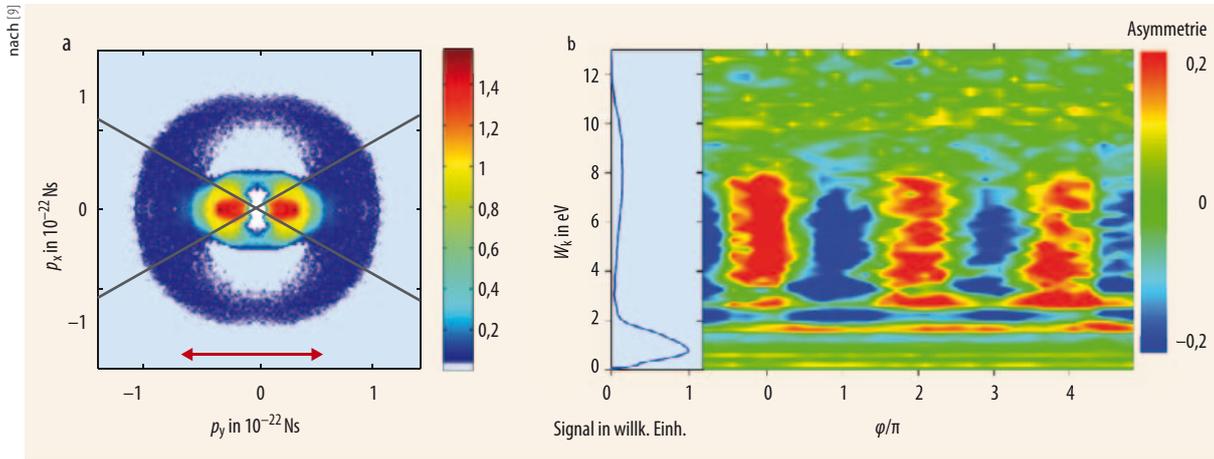


## Kontrollierte Reaktionen

Elektronen sind für die chemische Bindung verantwortlich und spielen eine essenzielle Rolle bei der Initiierung und dem Ablauf von chemischen Reaktionen. Um diese gezielt zu beeinflussen, ist es notwendig, die Elektronenbewegungen zu steuern, die sich auf einer Zeitskala kürzer als eine Femtosekunde abspielen. Im Jahr 2006 ist es uns erstmals gelungen, die dissoziative Ionisation eines einfachen zweiatomaren Moleküls (Deuterium,  $D_2$ ) über die Wellenform kurzer Laserpulse im nahen Infraroten (bei 760 nm) zu steuern [9]. Deuterium erlaubt gegenüber Wasserstoff ( $H_2$ ) eine möglichst untergrundfreie Messung. Später folgten vergleichbare Experimente auch an HD und  $H_2$  [10, 11].

Im ersten Schritt ionisiert der Laserpuls das neutrale  $D_2$  und erzeugt  $D_2^+$ -Ionen. Bei der anschließenden Dissoziation von  $D_2^+$  entstehen ein  $D^+$ -Ion und ein neutrales D-Atom. Hierbei verbleibt das für die Bindung in  $D_2^+$  verantwortliche Elektron bei dem neutralen Fragment. Ziel des Experiments war es, mit Laserpulsen von 5 fs Dauer und einer Intensität von  $1,2 \cdot 10^{14} \text{ W/cm}^2$  zu steuern, an welchem der beiden Kerne das Elektron verbleibt. Aufgrund der Impulserhaltung fliegen die Fragmente in entgegengesetzte Richtungen entlang der Molekülachse. Ein  $D^+$ -Ion auf der linken Seite bedeutet daher, dass das D-Atom mit dem Elektron nach rechts geflogen sein muss, und umgekehrt. Die Dissoziation von  $D_2^+$  ist ein Musterbeispiel, an dem sich die Kontrolle einer chemischen Reaktion mittels Licht leicht verstehen und experimentell nachweisen lässt. Ferner sind Rechnungen an molekularem Wasserstoff und seinen Isotopen in starken Laserfeldern mit hoher Genauigkeit möglich, während sie für komplexere Moleküle noch eine Herausforderung sind [12].

Die gemessene 3D-Impulsverteilung der  $D^+$ -Ionen weist zwei Strukturen auf, die zwei Dissoziationskanälen zuzuordnen sind (Abb. 3a). Geringe Impulse ( $p \leq 0,5 \cdot 10^{-22} \text{ Ns}$ ) entsprechen einer Dissoziation aus dem Grundzustand des  $D_2^+$  über den „Bond-Softening-Mechanismus“. Höhere Impulse ( $0,5 \cdot 10^{-22} \text{ Ns} < p < 1 \cdot 10^{-22} \text{ Ns}$ ) entstehen durch Dissoziation über einen angeregten  $D_2^+$ -Zustand. Die Winkelverteilung hängt dabei vom Mechanismus ab (Abb. 3a). Aus der Integration



**Abb. 3** Schnitt entlang  $p_z = 0$  durch die 3D-Impulsverteilung der  $D^+$ -Ionen aus der Dissoziation von  $D_2$  (a, die logarithmische Farbskala zeigt die Zahl der Ionen an). Der Laser ist entlang der  $p_y$ -Achse polarisiert (roter Doppelpfeil). Aus der Integration

über alle Emissionswinkel resultiert das Spektrum der kinetischen Energie der  $D^+$ -Ionen (**Abb. 3b**, links). Das Spektrum zeigt zwei Beiträge bei niedrigen (0–3 eV) bzw. höheren Energien (3–12 eV), die den beiden Dissoziationskanälen entsprechen.

Um die Kontrolle auf die Dissoziationsreaktion zu untersuchen, definieren wir einen Asymmetrieparameter  $A$  als Funktion der kinetischen Energie  $W_k$  und der Phase  $\varphi$ :

$$A(W_k, \varphi) = \frac{I_{\text{links}}(W_k, \varphi) - I_{\text{rechts}}(W_k, \varphi)}{I_{\text{links}}(W_k, \varphi) + I_{\text{rechts}}(W_k, \varphi)}. \quad (2)$$

Hierbei sind  $I_{\text{links}}(W_k, \varphi)$  und  $I_{\text{rechts}}(W_k, \varphi)$  die Ionen ausbeuten in einem definierten Raumwinkelbereich links und rechts zur Polarisationsachse ( $\pm 30^\circ$ , graue Linien in **Abb. 3a**). Ein Asymmetriewert von  $A = \pm 1$  bedeutet damit, dass alle  $D^+$ -Ionen links bzw. rechts detektiert wurden.

Die gemessene Asymmetrie  $A(W_k, \varphi)$  oszilliert abhängig von  $\varphi$  bei Energien zwischen 3 und 8 eV (**Abb. 3b**, rechts). Entsprechend ist es in dieser Region möglich, die Richtung zu kontrollieren, in die das  $D^+$  fliegt. Wie lässt sich die Lokalisierung des Elektrons in dem dissoziierenden  $D_2^+$  intuitiv verstehen? Unter dem Einfluss des Laserfelds wird das Elektron zwischen den beiden Kernen hin- und hergetrieben. An dem Punkt, an dem das Molekül dissoziiert, kann das Elektron nicht mehr von einem Kern zum anderen springen und bleibt – je nach Wert der Phase  $\varphi$  – auf dem linken oder dem rechten Kern (**Abb. 4**).

Ein detailliertes Verständnis dieses Prozesses bedarf einer quantenmechanischen Betrachtung. Sowohl der Grundzustand als auch der erste angeregte Zustand von  $D_2^+$  ( $1s\sigma_g^+$  bzw.  $2p\sigma_u^+$ ) haben eine definierte Parität (gerade bzw. ungerade). Bei einer Dissoziation aus jedem einzelnen dieser Zustände wäre das  $D^+$ -Ion daher ebenso oft links wie rechts zu finden. Die Lichtwellenkontrolle erfordert daher einer Kopplung von mindestens zwei elektronischen Zuständen zu einem kohärenten Superpositionszustand. Eine Superposition erlaubt zeitabhängiges Verhalten in quantenmecha-

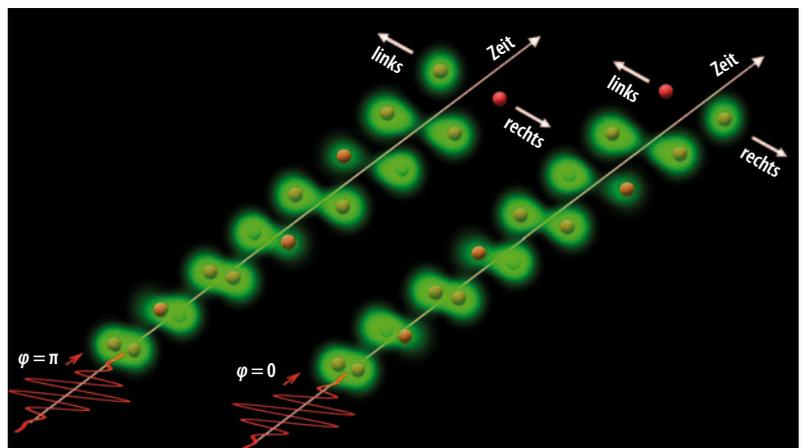
über die Emissionswinkel folgt das Spektrum der kinetischen Energie (b, links; hier gemittelt über die CEP). An der deutlichen Oszillation im gemessenen Asymmetrieparameter  $A$  ist der Bereich zu erkennen, in dem sich die Dissoziation steuern lässt.

nischen Systemen und erklärt, warum sich bewegte Objekte (wie Elektronen in einem Atomorbit) mit statischen Wellenfunktionen beschreiben lassen.

Inzwischen ist auch die Kontrolle der Elektronenlokalisierung und deren quantenmechanische Beschreibung für die dissoziative Ionisation von CO gelungen [12]. Bei heteronuklearen zweiatomaren Molekülen kommt noch ein Beitrag aus der Ionisation hinzu. In einigen Fällen (z. B. bei DCI) kann dieser Beitrag sogar vollständig die gemessene Asymmetrie dominieren [13].

### Zeitaufgelöste Beobachtung

In dem soeben beschriebenen Experiment wurde die Kontrolle der Dissoziation indirekt über die Zerfallsprodukte nachgewiesen. Ein tieferes Verständnis der zeitabhängigen quantenmechanischen Prozesse setzt allerdings voraus, dass sich die Elektronendynamik zeitlich aufgelöst beobachten lässt. Dies gelang kürzlich zum ersten Mal, wiederum mit  $H_2$ - und  $D_2$ -Molekülen [14]. Dabei dient ein Attosekundenpuls im



**Abb. 4** Nach der Ionisation eines Wasserstoffmoleküls durch den Laserpuls sind noch zwei Protonen (rot) und ein Elektron (Aufenthaltswahrscheinlichkeit in grün) vorhanden. Aufgrund des Laser-

felds oszilliert das Elektron zwischen beiden Protonen. Zum Zeitpunkt der Dissoziation stoppt die Oszillation, und das Elektron bleibt – je nach Wahl von  $\varphi$  – am linken oder rechten Proton.

extremen Ultraviolett-Bereich (EUV), dessen Energie von 20 bis 40 eV für die Ionisation ausreicht, als Start-Puls. Ein zweiter Puls im nahen Infrarot (NIR), der im Gegensatz zum vorherigen Experiment zu schwach ist, um die Moleküle zu ionisieren, trifft zeitverzögert auf das Molekül. Dieser Stopp-Puls legt die Asymmetrie fest.

Die kinetischen Energien und Winkelverteilungen der  $H^+$ - bzw.  $D^+$ -Fragmente wurden wiederum mittels eines VMI-Spektrometers gemessen. Analog zu Gl. (2) lässt sich eine energie- und zeitabhängige Asymmetrie definieren,

$$A(W_k, \Delta t) = \frac{I_{\text{links}}(W_k, \Delta t) - I_{\text{rechts}}(W_k, \Delta t)}{I_{\text{links}}(W_k, \Delta t) + I_{\text{rechts}}(W_k, \Delta t)}, \quad (3)$$

mit dem Zeitabstand  $\Delta t$  zwischen EUV- und NIR-Puls. Die Phase des NIR-Pulses wurde in diesen Experimenten konstant gehalten. Diese Asymmetrie oszilliert für einen breiten Zeit- und über fast den ganzen Energiebereich hinweg auf Zeitskalen unterhalb einer Femtosekunde, sie zeigt also eine Attosekundendynamik (Abb. 5). Zu der Asymmetrie tragen zwei Mechanismen bei: Beim ersten ruft das NIR-Feld durch Interaktion mit dem dissoziierenden Molekül die Asymmetrie hervor; der zweite hängt von der Anregung autoionisierender Zustände ab und involviert ferner die Wechselwirkung des NIR-Feldes mit dem Kontinuums elektronen aus der ersten Ionisation.

Dies folgt aus sehr aufwändigen quantenmechanischen Rechnungen, die Fernando Martin und seine Mitarbeiter von der Universität Madrid durchgeführt haben und die sowohl die  $1s\sigma_g^+$ - und die  $2p\sigma_u^+$ -Kontinua als auch die darin enthaltenen doppelt angeregten Zustände berücksichtigen. Die Rechnungen umfassen alle elektronischen und vibronischen (dissoziativen) Freiheitsgrade sowie die Elektronenkorrelation und Interferenzen zwischen verschiedenen Ionisations- und Dissoziationspfaden. Die gerechneten Ergebnisse stimmen nicht nur zufriedenstellend mit den experimentellen überein [14], sondern erlauben auch Rückschlüsse darauf, welche Komponenten der Zwei-Elektronen-Wellenfunktionen für die Asymmetrie verantwortlich sind.

Der erste Mechanismus verläuft ähnlich dem bereits diskutierten für die Kontrolle der Elektronenlokalisation in  $D_2$ , mit dem Unterschied, dass der EUV-Puls eine direkte Anregung in den  $2p\sigma_u^+$ -Zustand ermöglicht. Das propagierende Wellenpaket koppelt anschließend über das NIR-Laserfeld an den  $1s\sigma_g^+$ -Zustand. Die Asymmetrie hängt in diesem Fall sowohl von der Phase  $\varphi$  des NIR-Feldes als auch von dem Zeitabstand  $\Delta t$  der beiden Pulse ab.

Beim zweiten Mechanismus folgt die kohärente Superposition aus einer direkten Besetzung des  $2p\sigma_u^+$ -Zustands durch den Attosekunden-EUV-Puls und der Besetzung des  $1s\sigma_g^+$ -Zustandes durch Autoionisation (siehe [14] für Details). Etwas komplexer ist dabei die Rolle des NIR-Feldes. Eine Analyse der theoretischen Ergebnisse zeigt, dass der dominante Beitrag der Wellenfunktion, der zur Asymmetrie führt, aus einer ko-

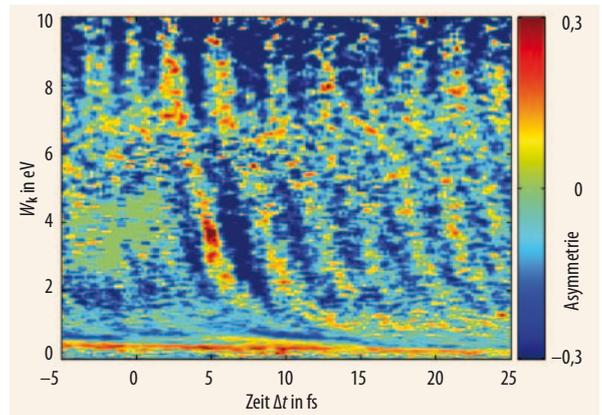


Abb. 5 Die Asymmetrie  $A(W_k, \Delta t)$  der  $D^+$ -Emission entlang der Laser-Polarisationsachse oszilliert auf einer Zeitskala unterhalb einer Femtosekunde;  $\Delta t$  ist der zeitliche Abstand zwischen dem EUV- und dem NIR-Puls.

härenten Superposition der  $1s\sigma_g^+$ - und  $2p\sigma_u^+$ -Zustände mit einem Kontinuumszustand mit Drehimpuls  $l = 1$  besteht. Daraus lässt sich ableiten, dass das NIR-Feld nicht mit dem Molekülion wechselwirkt, sondern mit dem freien Elektron. Die Elektronen sind also auf faszinierende Weise verknüpft, da die Wirkung des NIR-Feldes auf das freie Elektron bestimmt, wo das zweite Elektron lokalisiert wird.

Um eine Dissoziationsreaktion durch einen einzelnen NIR-Puls zu kontrollieren und eine Asymmetrie hervorzurufen, muss der Puls notwendigerweise kurz sein, d. h. kürzer als 10 fs bei 800 nm. Da die Dissoziationszeiten für komplexere Moleküle als  $D_2$  allerdings deutlich länger sein können, würde das Feld kaum mit dem dissoziierenden Molekül interagieren. Hier bieten zwei zeitlich synchronisierte EUV- und NIR-Pulse deutlich bessere Möglichkeiten, da sich der zeitliche Abstand der Pulse ideal an die Dissoziationszeit anpassen lässt.

## Nanopartikel unter Kontrolle

Die optischen Eigenschaften von Nanomaterialien resultieren sich aus ihrer Wechselwirkung mit externer elektromagnetischer Strahlung. Das elektrische Feld von Laserlicht verschiebt die beweglichen Leitungselektronen in Nanopartikeln relativ zu den Kernen. Die Elektronen führen daher kohärente Schwingungen aus, die in metallischen Systemen als Plasmonen bezeichnet werden und auf Attosekunden-Zeitskalen stattfinden können [15]. Die rötliche Farbe in antiken römischen Gefäßen und alten Kirchenfenstern basiert darauf, dass Plasmonen in Gold- und Silbernanopartikeln einen Teil des sichtbaren Lichts absorbieren und das transmittierte Licht in den Komplementärfarben leuchtet. Auch in Dielektrika und Halbleitern kann die Elektronenbewegung in ähnlicher Weise auf der as-Zeitskala ablaufen und dazu führen, dass die elektromagnetischen Felder an der Oberfläche der Nanoteilchen stark überhöht werden.

Kürzlich gelang es erstmals, an SiO<sub>2</sub>-Nanopartikeln [16] sowie Wolfram-Nanospitzen [17] die Emission und Beschleunigung von Elektronen in Gegenwart dieser Feldüberhöhung zu kontrollieren. Wir konzentrieren uns hier auf die dielektrischen SiO<sub>2</sub>-Nanopartikel. Dafür hat die Gruppe von Eckart Rühl (FU Berlin) eine kontinuierliche Quelle realisiert, die für jeden Laserschuss ein neues Partikel zur Verfügung stellt [16]. Die SiO<sub>2</sub>-Partikel hat Christina Graf (FU Berlin) nass-chemisch hergestellt.<sup>1)</sup>

Im Vergleich zur Photoemission aus atomaren Targets ist das an isolierten Nanopartikeln gemessene Spektrum sehr flach (Abb. 6a, links). Die maximale kinetische Elektronenenergie  $W_{k,max}$ , bei der noch eine signifikante Asymmetrie auftritt, liegt bei ca. 50 eV (Abb. 6a, rechts). Diese Energie hängt nahezu linear von der Laserintensität ab mit einer Proportionalitätskonstante von  $(53,0 \pm 0,6) U_p$ , wobei  $U_p$  das ponderomotorische Potential eines Elektrons in dem Feld mit der Frequenz  $\omega_{laser}$  und Amplitude  $E_0$  ist:

$$U_p = \frac{e^2 E_0^2}{4m\omega_{laser}^2} \quad (4)$$

Hierbei sind  $e$  die Elementarladung und  $m$  die Masse des Elektrons. Für Atome liegt die klassische Grenzenergie bei nur 10  $U_p$ . Diese Energie wird erreicht, wenn die Elektronen kurz nach dem elektrischen Feldmaximum freigesetzt und anschließend durch das Laserfeld beschleunigt werden. Dabei bewegen sie sich zunächst vom Atom weg, dann wieder zu ihm hin, um nach einem elastischen Stoß erneut wegzufiegen.

Um die ungewöhnlich hohen Energien der Elektronen aus den Nanoteilchen besser zu verstehen, hat Thomas Fennel an der Universität Rostock semiklassische Monte-Carlo-Rechnungen durchgeführt. Der gewählte Ansatz für die Beschreibung der Dynamik enthält neben der Tunnelionisation der Elektronen deren klassische Bewegung in einem effektiven Potential. Dieses beinhaltet das Laserfeld, das lokale Feld in der Nähe der Nanopartikel und die Coulomb-Wechselwirkung der freien Ladungen, d. h. der freigesetzten

Elektronen und der verbliebenen Ionen auf der Partikeloberfläche (Abb. 6b).

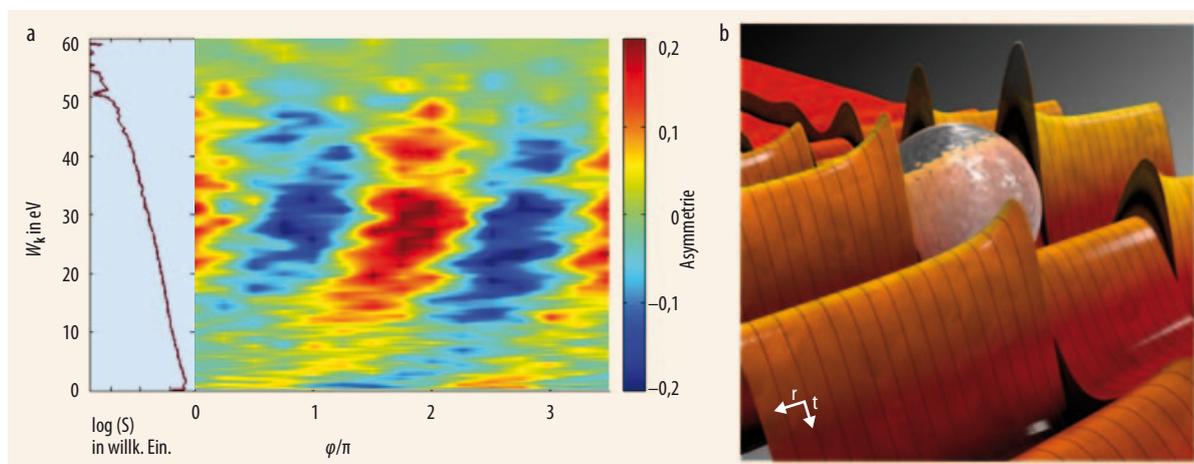
Ein Vergleich zwischen Experiment und Theorie zeigt, dass für die Elektronenbeschleunigung in SiO<sub>2</sub>-Nanopartikeln ein Mechanismus verantwortlich ist, zu dem das Laserfeld, die Feldüberhöhung in der Nähe der Nanoteilchen und die Ladungsträgerwechselwirkung beitragen. Es ist zu erwarten, dass ähnliche Beschleunigungsprozesse auch in anderen Materialien auftreten.

Diese Untersuchungen an Nanopartikeln sind ein erster wichtiger Schritt zum Verständnis der relevanten Prozesse in starken Laserfeldern. Ein wichtiger nächster Meilenstein wird die Echtzeit-Beobachtung der kollektiven Elektronendynamik in Nanostrukturen mit einer Attosekunden-Zeitauflösung sein. Theoretische Konzepte liegen hierfür bereits vor (z. B. [18]) und werden derzeit umgesetzt. Insbesondere können zeitaufgelöste Experimente maßgeblich helfen, transiente Phasenübergänge in Nanomaterialien in starken Laserfeldern, wie z. B. die Metallisierung von Dielektrika [19], nachzuweisen und für ultraschnelle optische Schalter zu nutzen.

1) Da die Pulse nur wenige Femtosekunden dauern, lässt sich die Ausdehnung der Nanopartikel während der Wechselwirkungszeit vernachlässigen.

### Ausblick

Schnelle elektronische Prozesse auf Zeitskalen, die in den Attosekunden-Bereich reichen, spielen eine entscheidende Rolle für photophysikalische, photochemische oder auch photobiologische Prozesse, die Leben ermöglichen und erhalten. Die Erforschung dieser ultraschnellen Dynamik in Molekülen und komplexer Materie wie Nanostrukturen hat erst begonnen. So versprechen zeitaufgelöste Methoden aus der Attosekundenphysik in naher Zukunft wichtige neue Erkenntnisse zur korrelierten und kollektiven Dynamik von Elektronen. Neue Synthese-Methoden erlauben es, den elektrischen Feldverlauf von Laserpulsen mit einer Attosekunden-Präzision zu bestimmen [20]. Diese synthetisierten Laserfelder können Elektronen viel gezielter steuern.



Christian Hackenberger

Abb. 6 Beim „Beschuss“ von SiO<sub>2</sub>-Nanopartikeln (Durchmesser: 109 nm) mit 5-fs-Laserpulsen der Intensität  $1,9 \cdot 10^{13} \text{ W/cm}^2$  werden Elektronen mit einem unstrukturierten Energiespektrum emittiert (a, links). Dabei tritt bis zu einer Energie von rund 50

eV eine signifikante Asymmetrie als Funktion der Energie  $W_k$  und der Phase  $\phi$  auf (a, rechts). Nach Anregung durch einen Wenig-Zyklus-Puls tritt eine starke Feldüberhöhung in der Nähe eines SiO<sub>2</sub>-Nanopartikels auf (b).

Die Lichtwellen-Kontrolle von Elektronen in Nanostrukturen und letztlich in nanostrukturierten Schaltkreisen hat ein großes Potenzial, um die Elektronik bis an ihre ultimativen Grenzen in Bezug auf die Größe der Schaltungen und ihre Geschwindigkeit zu treiben. Mit Lichtwellen gesteuerte Schaltkreise könnten Schaltfrequenzen bis in den Petahertz-Bereich ermöglichen und damit bis zu fünf Größenordnungen schneller sein als derzeitige Elektronik. Diese Entwicklung spielt insbesondere eine wichtige Rolle für die ultraschnelle Datenkommunikation und -verarbeitung. Der derzeitige Engpass für ultraschnelle Datenkommunikation mittels Glasfaser-Netzwerke besteht darin, optische in elektronische Signale umzuwandeln. Nanostrukturierte Schaltkreise, gesteuert mit Lichtwellen, könnten diesen Engpass beseitigen und rein optische Datenübertragung und -verarbeitung ermöglichen.

\*

Unser großer Dank gebührt den Mitarbeitern und Kollaborationspartnern, deren wesentliche Beiträge die hier dargestellten Arbeiten erst ermöglicht haben. Diese Forschungsaktivitäten wurden gefördert von der Max-Planck-Gesellschaft und der DFG über das Emmy-Noether-Programm, das NSF-DFG-Kollaborationsprogramm, das Schwerpunktprogramm SPP 1391 und den Exzellenzcluster „Munich Center for Advanced Photonics“ (MAP). Wir danken ferner für eine Förderung durch die Europäische Union innerhalb des EU-Netzwerkes ATTOFEL.

#### Literatur

- [1] A. H. Zewail, *J. Phys. Chem. A* **104**, 5660 (2000)
- [2] M. Hentschel et al., *Nature* **414**, 509 (2001)
- [3] P. M. Paul et al., *Science* **292**, 1689 (2001)
- [4] E. Goulielmakis et al., *Science* **320**, 1614 (2008)
- [5] M. Schultze und R. Kienberger, *Physik Journal*, Juli 2010, S. 39

- [6] M. F. Kling und M. J. J. Vrakking, *Annu. Rev. Phys. Chem.* **59**, 463 (2008)
- [7] T. Udem, R. Holzwarth und T. W. Hänsch, *Nature* **416**, 233 (2002)
- [8] A. T. J. B. Eppink und D. H. Parker, *Rev. Sci. Instr.* **68**, 3477 (1997)
- [9] M. F. Kling et al., *Science* **312**, 246 (2006)
- [10] M. F. Kling et al., *Mol. Phys.* **106**, 455 (2008)
- [11] M. Kremer et al., *Phys. Rev. Lett.* **103**, 213003 (2009)
- [12] I. Znakovskaya et al., *Phys. Rev. Lett.* **103**, 103002 (2009)
- [13] I. Znakovskaya et al., *Phys. Chem. Chem. Phys.* **13**, 8653 (2011)
- [14] G. Sansone et al., *Nature* **465**, 763 (2010)
- [15] M. I. Stockman, *Opt. Exp.* **19**, 22029 (2011)
- [16] S. Zherebtsov et al., *Nature Phys.* **7**, 656 (2011)
- [17] M. Krüger, M. Schenk und P. Hommelhoff, *Nature* **475**, 78 (2011)
- [18] F. Stiefmann und M. F. Kling, *Phys. Rev. B* **84**, 121406(R) (2011)
- [19] M. Durach et al., *Phys. Rev. Lett.* **107**, 086602 (2011)
- [20] A. Wirth et al., *Science* **334**, 6053 (2011)

#### DIE AUTOREN

**Matthias F. Kling** (FV Kurzzeitphysik) hat seine Doktorarbeit 2002 an der Universität Göttingen abgeschlossen. Derzeit leitet er eine Emmy-Noether-Gruppe der DFG am Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Garching und ist Assistenzprofessor an der Kansas State University. Seit 2011 koordiniert er den Forschungsbereich „Lichtwellen-Elektronik“ im Exzellenzcluster „Munich Center for Advanced Photonics (MAP)“.



**Marc J. J. Vrakking** hat seine Doktorarbeit 1992 an der University of California in Berkeley abgeschlossen. Bis Anfang 2011 hat er sich am FOM Institute for Atomic and Molecular Physics (AMOLF) in Amsterdam mit zeit-aufgelösten Untersuchungen an Atomen und Molekülen mithilfe ultrakurzer Laserpulse im EUV- und Röntgenbereich beschäftigt. Seit 2010 ist er Direktor am Max-Born-Institut in Berlin und Professor an der FU Berlin.

