

# Relativistische Quantendynamik in intensiven Laserfeldern

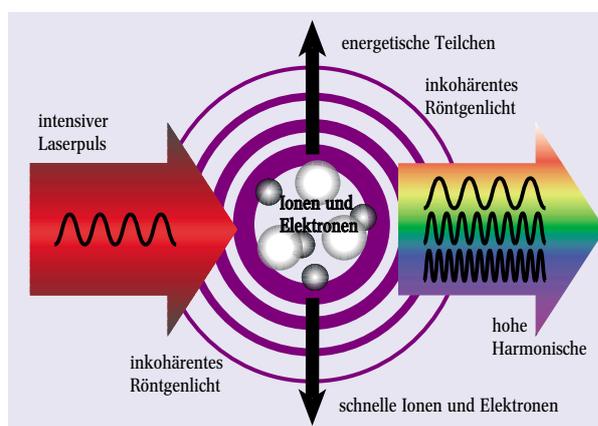
Durch Laser-kontrollierte Wechselwirkung zwischen Elektronen und Kernen lassen sich hoch energetische Teilchen und harte Röntgenstrahlung erzeugen.

Christoph H. Keitel

**Mehrfach geladene Ionen in extrem starken Laserpulsen bilden ein relativ genau kontrollierbares Szenario der relativistischen Quantendynamik. Trotz der enormen Anziehungskräfte in Ionen lässt sich durch sehr intensive Laserfelder erreichen, dass ein Elektron mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit durch den Potentialberg des Ions heraustunnelt. Bei ähnlicher Größe der konkurrierenden Kräfte bewegt sich das Elektron daraufhin periodisch um den Kern. Die Wechselwirkung der hoch energetischen Elektronen mit dem Kern kann zur Emission von harter Röntgenstrahlung führen, die zudem aufgrund der Regelmäßigkeit der laserinduzierten Dynamik kohärent ist.**

Atome ionisieren nahezu instantan in Laserfeldern, wenn die maximale elektrische Feldstärke des Laserpulses die mittlere elektrische Feldstärke deutlich übersteigt, mit der die jeweiligen Elektronen an den Kern gebunden sind. Die verbleibenden inneren Elektronen sind wesentlich stärker gebunden. Bei der Wechselwirkung von mehrfach geladenen Ionen mit extrem starken Laserpulsen können daher vergleichbare Kräfte auf diese Elektronen wirken und damit eine nichttriviale Dynamik induzieren. Zu den stärksten Kräften, die in der Atomphysik auftreten, gehört mit rund  $10^{16}$  eV/cm die mittlere Kraft, die auf das einzige Elektron in Wasserstoff-ähnlichem Uran ( $U^{91+}$ ) wirkt. Diese liegt sechs Größenordnungen oberhalb der mittleren Kraft im Wasserstoff selbst, insbesondere aufgrund der kleinen mittleren Nähe des gebundenen elektronischen Wellenpakets zum hoch geladenen Kern [1]. Die derzeit stärksten Lasersysteme im PetaWatt-Bereich erreichen Intensitäten bis etwa  $10^{22}$  W/cm<sup>2</sup>, welches maximalen Kräften von  $2,7 \times 10^{12}$  eV/cm entspricht. Dies liegt somit mehrere Größenordnungen unterhalb der stärksten mittleren Kräfte in hoch geladenen Ionen [2]. Einige erfahrene Experimentalphysiker in der Hochintensitätslaserphysik gehen aber davon aus, dass auch diese wenigen fehlenden Größenordnungen in den nächsten Jahren noch überwunden werden.

Bei der theoretischen Untersuchung der Dynamik von atomaren Systemen in hoch intensiven Laserfeldern muss zwischen den schwach und den stark gebundenen Elektronen unterschieden werden. Die zahlreichen nahezu instantan ionisierten Elektronen lassen



**Abb. 1:** Das hier interessierende schematische Szenario: Atomare Systeme wie gasförmige und kristalline Ionen einschließlich der zugehörigen Elektronen in Wechselwirkung mit extrem starken Laserpulsen. Neben dem Verständnis der relativistischen Mehrteilchen-Quantendynamik sollen auch Anwendungen im Bereich der Erzeugung schneller Teilchen und hoch frequenter kohärenter Strahlung optimiert werden.

sich im Rahmen der etablierten klassischen Plasmaphysik beschreiben. Kritischer wird die Situation jedoch, wenn die Ionenladung derart hoch ist, dass die Kräfte, die Laserfeld und Ionenrumpf auf ein Elektron ausüben, vergleichbar werden. Hier beginnt die Quantenwelt der Tunnelionisation, der Quanteninterferenzen und der Spin-induzierten Dynamik bei extrem hohen Kräften und Energien. Im Folgenden soll daher die relativistische Quantendynamik ionischer Systeme mit Ladungen zwischen 5 und 50 im Mittelpunkt stehen (Abb. 1). Dabei wird es auch um Fragen der freien Dynamik und der Streuung sowie der komplexeren Mehr- und Vielteilchendynamik im Laserfeld gehen.

Experimentelle Untersuchungen mit Hochintensitätslasern existieren über atomare Ionisations- und Rekombinationsprozesse mit wenigen relevanten Teilchen bis hin zur Vielteilchendynamik mit Plasmen und Festkörpern. Bei besonders hohen Laserfeldstärken wurden zudem Aspekte der Quantenelektrodynamik wie Paarerzeugung und Kernphysik wie Neutronenemission betrachtet. In Deutschland sind hierbei insbesondere die experimentellen Aktivitäten an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (Darmstadt), am Max-Born-Institut (Berlin), an den Max-Planck-Instituten für Kernphysik und Quantenoptik (Heidelberg und

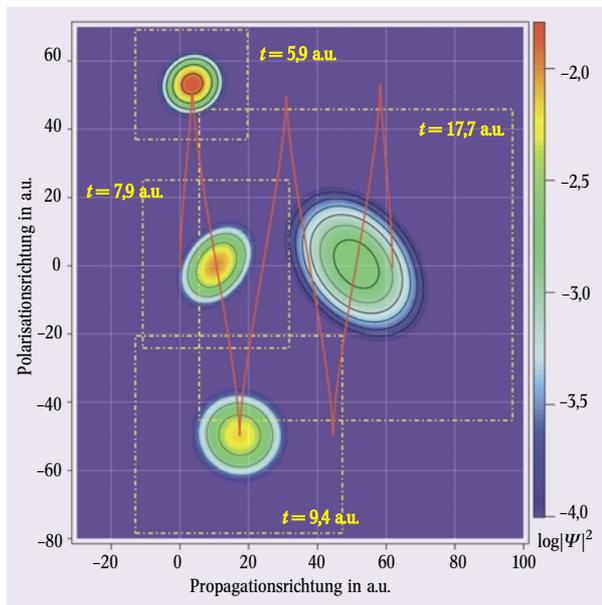
Priv.-Doz. Dr. Christoph H. Keitel, Theoretische Quantendynamik, Physikalisches Institut, Universität Freiburg, Hermann-Herder-Straße 3, 79104 Freiburg i. Br. – Festvortrag anlässlich der Verleihung des Gustav-Hertz-Preises auf der 67. Physiker-tagung in Hannover.

Garching) und den Universitäten Düsseldorf, Frankfurt und Jena zu nennen.

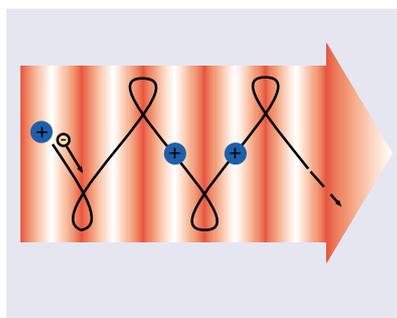
Neben den fundamentalen Fragen zum genauen Verständnis der Dynamik bei extremen Kräften sind auch mögliche Anwendungen von großer Relevanz. Schon mit heutigen Lasersystemen ist es möglich, Elektronen bis in etwa den GeV-Bereich zu beschleunigen. Bei solchen Teilchenenergien entstehen auch Röntgenphotonen mit entsprechend hoher Energie. In diesem Artikel soll gezeigt werden, wie durch Laser-kontrollierte periodische relativistische Quantendynamik Röntgenstrahlung im sub-Å-Bereich (unter 0,1 nm) mit hoher Kohärenz erzeugt werden kann. Mit diesem Licht wäre es im Prinzip denkbar, chemische und biologische Prozesse zeitaufgelöst mit subatomarer Genauigkeit zu untersuchen.

### Grundlegende Aspekte der relativistischen Quantendynamik

Die Wechselwirkung von sehr hoch geladenen Ionen wie Wasserstoff-ähnlichem Uran ( $U^{91+}$ ) mit starken Laserfeldern lässt sich mit hoher Präzision mithilfe der Quantenelektrodynamik beschreiben. Bei besonders



**Abb. 2:** Dynamik des Dirac-Erwartungswertes  $|\Psi|^2 = \Psi^\dagger \Psi$  für ein anfangs ruhendes freies Elektronenwellenpaket im Laserfeld der Intensität  $I = 8,75 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ , Wellenlänge 45 nm und Pulslänge von vier Zyklen einschließlich linearer Ein- und Ausschaltphasen von 1,5 Zyklen. Die Abbildung zeigt das Elektronenwellenpaket anhand von Höhenlinien zu den vier angegebenen Zeiten  $t$  entlang der zugehörigen Schwerpunktsbahn (rot). In gelb gestrichelt sind die Umrandungen der selbst-adaptiven numerischen Gitter um das Elektronenwellenpaket zu erkennen. „a.u.“ bedeuten atomare Einheiten.



**Abb. 3:** Schematische Darstellung der Streuung Laser-getriebener Elektronen (-) an Ionen (+). Der rote Hintergrund deutet das Laserlicht an mit Propagation in Pfeilrichtung und elektrischer Feldstärke je nach Farbintensität. Die durchgezogene Linie kennzeichnet die Schwerpunktsbahn des Elektrons. Schleifen, wie hier angedeutet, ergeben sich nur, wenn die Anfangsgeschwindigkeit des Elektrons entgegengesetzt der Propagationsrichtung des Laserfeldes gerichtet ist.

hoch intensiven Laserpulsen wären zudem noch Kern- und Hochenergiereaktionen in der theoretischen Betrachtung zu berücksichtigen. All dies ist zum einen heute großteils noch wissenschaftliches Neuland, zum anderen sind die derzeitigen Laserfeldstärken wie angesprochen noch schwach im Vergleich zu den mittleren Feldstärken bei Ionen wie  $U^{91+}$ . In diesem Beitrag werden Ionen mit Ladungen oberhalb von 50 daher von der Diskussion ausgeklammert. Die Dynamik des Wellenpakets  $\Psi$  eines Elektrons im Kern- und Laserfeld lässt sich dann wie folgt mit der Dirac-Gleichung angemessen beschreiben:

$$i\hbar \partial_t \Psi = \{c\boldsymbol{\alpha} \cdot [\mathbf{p} - (e/c)\mathbf{A}_{\text{Laser}}] + \beta mc^2 + V_{\text{Coulomb}}\} \Psi.$$

Hierbei, zur Erinnerung, besteht der Spinor  $\Psi$  aus vier Komponenten und enthält Information auch über die Spindynamik.  $\mathbf{A}_{\text{Laser}}$  und  $V_{\text{Coulomb}}$  stellen das Vektorpotential des Laserpulses bzw. das Skalarpotential des Ionenrumpfes dar. Die drei Komponenten des Vektors  $\boldsymbol{\alpha}$  sowie  $\beta$  repräsentieren die üblichen  $4 \times 4$ -Matrizen der Dirac-Gleichung.  $m$  und  $e$  sind Masse und Ladung des Elektrons,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $t$  die Zeit und  $\mathbf{p}$  der Impulsvektor. Die Planck-Konstante  $\hbar$  und die imaginäre Konstante  $i$  sind weiterhin charakteristisch für die Quantenwelt.

Die numerische Behandlung ist im interessierenden relativistischen Parameterbereich komplex, selbst bei typischen Zeitskalen intensiver Laserpulse von Femtosekunden. Ein wesentlicher Grund sind die außerordentlich hohen Energien und Impulse, deren adäquate numerische Repräsentation sehr feinmaschige Gitter im Orts- und im Zeitraum erfordert.

Als erfolgreiche Methode zur numerischen Integration hat sich bei der Dirac- wie bei der Schrödinger-Gleichung die so genannte Split-Operator-Methode herausgestellt. Hierbei wird der Hamilton-Operator in einen impuls- und einen ortsabhängigen Summanden aufgespalten. Wird die numerische Propagation bezüglich beider Anteile für jeden Zeitschritt  $\Delta t$  separat ausgeführt, ergibt sich ein Fehler proportional zu  $(\Delta t)^3$ , welcher bei entsprechend kleinen Zeitschritten akzeptabel gehalten werden kann. Der große Vorteil hierbei ist, dass vor der Anwendung des impuls- und damit ableitungsabhängigen Summanden des Hamilton-Operators eine Fourier-Transformation in den Impulsraum ausgeführt werden kann. Hiermit lässt sich die Propagation durch eine einfache Multiplikation anstelle einer Ableitungsoperation ausführen. Des Weiteren kann die numerische Integration parallelisiert werden, wobei weitere Maßnahmen erforderlich sind, um die Rechenzeiten im Rahmen zu halten. So ist im Gegensatz zum Schrödinger-Fall darauf zu achten, dass alle analytisch ausführbaren Schritte nicht numerisch berechnet werden. Ebenso und insbesondere sollte das numerische Gitter zeitlich variabel auf die jeweiligen Erfordernisse angepasst werden. Damit gelang es, die Dirac-Gleichung zumindest für hoch frequente intensive Laserfelder numerisch zuverlässig zu lösen.

Alternative und ebenso sehr erfolgreiche Zugänge [3, 4] gehen aus von der Klein-Gordon-Gleichung, der relativistischen Schrödinger-Gleichung sowie von schwachrelativistischen Entwicklungen der Dirac-Gleichung. Schließlich, je nach der zu untersuchenden Physik, sind auch in einigen Situationen semiklassische und gar rein klassische relativistische Zugänge angemessen.

### Freie Dirac-Dynamik eines Teilchens im starken Laserfeld

Als einfachstes Beispiel zeigt Abbildung 2 die Dirac-Dynamik eines freien Elektrons, dessen Zustand anfangs ein Gauss-Wellenpaket ist. Im intensiven Laserfeld bewegt sich das Elektron sowohl in die Propagations- als auch in die Polarisationsrichtung des Laserfeldes. Die elektrische Feldkomponente des Laserfeldes induziert eine Oszillation in Laserpolarisationsrichtung mit derart hohen Geschwindigkeiten, dass die Lorentz-Kraft über die Magnetfeldkomponente des Lasers zu einer Bewegung in Laserpropagationsrichtung führt. Dies lässt sich alternativ quantenmechanisch über den hohen Impulstransfer der zahlreichen eingestrahnten Photonen des Laserfeldes erklären. Zudem fällt auf, dass sich das Wellenpaket durch Dispersion verbreitert und auch dreht, wobei letzteres durch die Ortsabhängigkeit der Laserfeldstärke verständlich wird. Die Darstellung zeigt auch die Schwerpunktsbewegung des Elektrons. Diese Bewegung sowie die gesamte Wellenpaketsdynamik lässt sich in der Tat mit relativ großer Genauigkeit durch klassische bzw. genau genommen semiklassische Monte-Carlo-Simulationen reproduzieren. Dies überrascht nicht, denn weder Tunnelphysik noch Quanteninterferenzen können hier eine wichtige Rolle spielen. Und auch die Spin-Bahn-Kopplung, wie durch weniger triviale Rechnung erkennbar, ist nur von geringerer Bedeutung in dieser Situation.

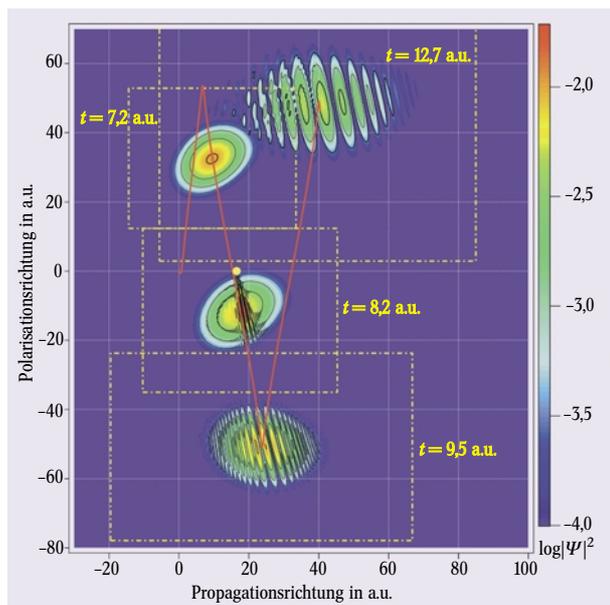
### Quanteninterferenzen bei Streuung Laser-getriebener Elektronen an Ionen

Im Gegensatz zum vorherigen Abschnitt wird die Quantenmechanik eine deutlich bedeutendere Rolle spielen, wenn die Elektronendynamik im hoch intensi-

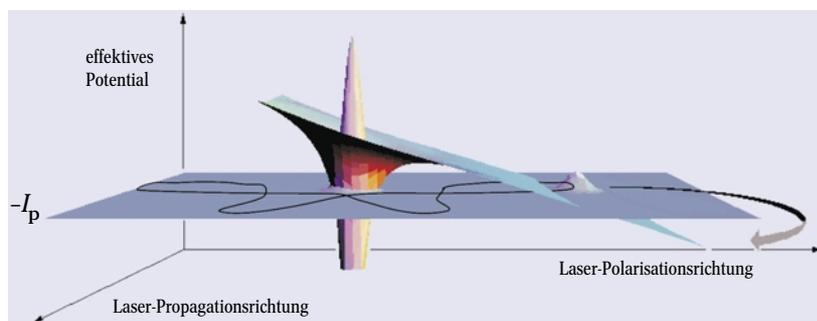
ven Laserfeld durch die Anwesenheit eines Ions oder mehrerer Ionen verändert wird. Das Szenario in Abbildung 3 skizziert, dass das Laserfeld die Dynamik des Elektrons kontrollieren und somit auch gezielt nah an Ionen vorbeiführen bzw. als Wellenpaket um sie herumführen kann. Bei der Streuung an dem relativ hoch geladenen  $\text{Sn}^{50+}$ -Ion wird dieser Effekt besonders deutlich (Abb. 4): Das Elektronenwellenpaket bewegt sich zunächst entlang der roten Schwerpunktsbewegung wie in Abbildung 2. Beim Stoß mit dem Ion (gelber Punkt) zeigen sich jedoch deutliche Interferenzstreifen. Diese entstehen aus der Interferenz der Anteile des Wellenpakets, die ungehindert am Kern vorbeifliegen, mit denjenigen, welche durch die Streuung abgelenkt werden. Während sich die Abstände der Interferenzstreifen erwartungsgemäß im Rahmen der Verbreiterung des Wellenpakets mit der Zeit vergrößern, fällt auf, dass sich ihre Orientierung dabei trotz veränderter Schwerpunktsausbreitungsrichtung nicht wesentlich ändert. Damit lässt sich auch nach längerer komplexer Dynamik des gesamten Wellenpakets auf die Bewegungsrichtung beim Stoß zurückschließen. Auch wenn die Strukturen bei der Mehrfachstreuung eher komplex bis hin zu nahezu strukturlos werden, zeigt dieses Beispiel, dass Quanteneffekte bei diesen extremen Feldstärken sehr wohl eine wichtige Rolle spielen können.

### Relativistische Tunnel-Rekombinations-Dynamik und harte Röntgenstrahlung

Das klassische Beispiel für Quanteneffekte selbst bei starken Feldern ist der Tunneleffekt. Erreicht die elektrische Feldstärke des Laserpulses zu bestimmten Zeiten die Größenordnung des mittleren elektrischen Feldes derart verformt werden, dass das zunächst gebundene Elektron das Kernpotential zwar klassisch nicht verlassen, dennoch aber quantenmechanisch heraus-tunneln und von daher ionisieren kann. Damit ist die Quantenmechanik noch immer nicht am Ende, denn der getunnelte Anteil des Wellenpakets propagiert zwar zunächst klassisch im Laserfeld insbesondere in Laserpolarisationsrichtung, kann aber nach einer gewissen Zeit mit hoher Energie wieder zum Ionenkern zurückkehren, d. h. rekombinieren [5]. Damit ergeben sich wieder Quanteninterferenzen zwischen den gebunde-



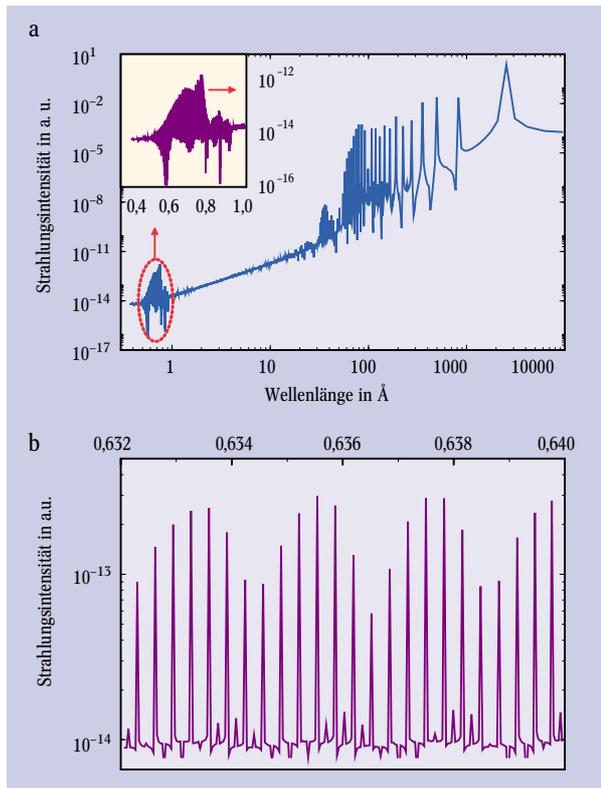
**Abb. 4:** Dirac-Dynamik eines anfänglich ruhenden Laser-getriebenen Elektronenwellenpakets bei der Coulomb-Streuung an einem  $\text{Sn}^{50+}$ -Ion, dessen Zentrum (16,5, 0) durch einen gelben Punkt markiert ist. Dargestellt ist die Quantendynamik durch den treibenden Laserpuls während der ersten zwei Zyklen einschließlich einer linearen Einschaltphase von 1,5 Zyklen, bei ansonsten denselben Parametern wie in Abb. 2. Querschnitte der Erwartungswerte der Elektronenwellenpakete  $|\Psi|^2$  entlang der rot-skizzierten Schwerpunktsbahn sind zu den vier angegebenen Zeiten  $t$  dargestellt gemeinsam mit den adaptiven numerischen Gitterumrandungen (gelb). Quanteninterferenzstreifen sind deutlich erkennbar.



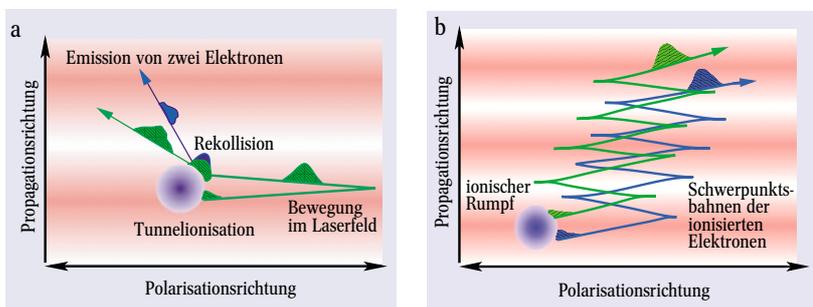
**Abb. 5:** Schematisches Diagramm zur relativistischen Tunnel-Rekombinationsdynamik stark gebundener Elektronen in hoch intensiven Laserfeldern. Der „Trichter“ deutet das effektive bindende Potential eines Wasserstoff-ähnlichen Ions an, welches durch das Laserfeld so verformt wird, dass temporär Tunnelionisation möglich ist. Das Wellenpaket im „Trichter“ zeigt das gebundene Wellenpaket mit Ionisationsenergie  $I_p$  und das kleinere

Paket rechts den Anteil nach der Tunnelionisation. Die Dynamik des Schwerpunkts dieses Wellenpakets ist als Linie um den Ionenrumpf skizziert, wobei der Pfeil nicht unerhebliche Ionisation andeutet. Die periodische Wechselwirkung des hoch energetischen getunnelten Wellenpakets mit dem mehrfach geladenen Ionenrumpf kann zur Emission kohärenter harter Röntgenstrahlung führen.

nen und den rekombinierten Anteilen des Wellenpakets. Neben fundamentalen Aspekten ist dieser Prozess im Rahmen der Erzeugung von hohen Vielfachen der eingestrahnten Frequenz, also Harmonischen, von großer Bedeutung. Experimentell wurden bereits hohe Harmonische in Form von sehr kurzen Pulsen im Röntgenbereich nachgewiesen [6], die inzwischen in verschiedenen Bereichen genutzt werden.



**Abb. 6:** Das Strahlungsspektrum von  $N^{6+}$ -Ionen in Laserpulsen der Intensität  $1,2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$  und Wellenlänge 248 nm (KrF-Laser).  
 ► a) Neben resonanten Strukturen und niedrigen Harmonischen im Hauptteil der Abbildung zeigt die Vergrößerung des rot eingekreisten Anteiles die Region mit sub-Å-harten Röntgenstrahlen.  
 ► b) Hier sind die Strukturen für den spektralen Bereich von 0,632 bis 0,64 Å gezeigt. Kohärente harte Röntgenstrahlung im sub-Å-Bereich ist deutlich erkennbar mit zahlreichen spektralen Linien, die sich in der Position um das Zweifache der Energie der eingestrahnten Photonen unterscheiden. Eine signifikante Intensität kann nur durch Vielteilchensysteme erreicht werden (aus [7] mit Erlaubnis).



**Abb. 7:** Schematisches Diagramm zu Mechanismen der Doppelionisation in extrem starken Laserpulsen:  
 ► a) Nichtsequenzielle Doppelionisation durch Rekollisionen in niedrig-frequenzen Laserfeldern (roter Hintergrund).  
 ► b) Quasi-simultane Doppelionisation in hoch frequenten, hoch intensiven Laserfeldern mit substanziellen Abstoßungseffekten zwischen den Elektronen (ähnlich A. Staudt, J. Prager und C. H. Keitel, Europhys. Lett. 62, 691 (2003), mit Erlaubnis).

Abbildung 5 zeigt nun die Situation, bei der die soeben geschilderte Quantendynamik in den relativistischen Bereich übertragen wird. Dies gelingt mit entsprechend intensiven Laserfeldern und hohen Ionenladungen. Ein wesentlicher Unterschied besteht darin, dass sich das getunnelte Wellenpaket nicht nur in Laserpolarisationsrichtung, sondern auch in Laserpropagationsrichtung bewegt. Dies ist problematisch, da es damit schwieriger wird, das Elektron mit seinen hohen Energien zum Kern zurückzuführen. Mit entsprechend hoher Ladung des Ions und der dazu gehörigen langreichweitigen hohen Coulomb-Kraft ist dies dennoch möglich. Insbesondere ist zudem ein nahezu periodisches Tunneln und Rekombinieren von Anteilen des elektronischen Wellenpakets möglich und damit die Emission von kohärenter Hochfrequenzstrahlung.

Abbildung 6 zeigt das Spektrum zu dieser Situation für  $N^{6+}$ -Ionen mit resultierender kohärenter Röntgenstrahlung mit einer Wellenlänge im subatomaren Bereich [7]. Auch wenn die erreichbare Intensität bisher noch sehr klein ist, sind Anwendungen in der zeitaufgelösten Holographie mit subatomarer Genauigkeit schon jetzt vorstellbar.

### Relativistische Multiphotonenphysik

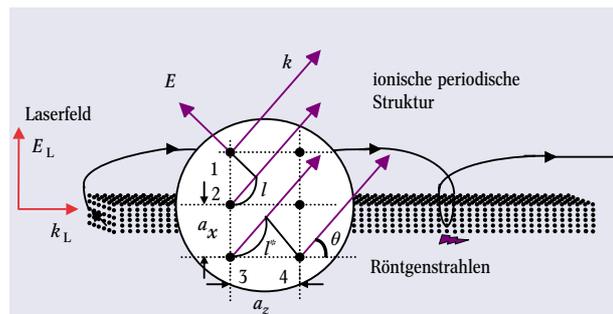
Wird im Vergleich zum vorherigen Abschnitt die Laserintensität konstant gehalten und die Ionenladung erhöht, bewegen wir uns von der Tunnel- zur Multiphotonenphysik. Hier dominiert die Anziehungskraft des Ionenkerns, und es ergeben sich andersartige relativistische Quanteneffekte. Insbesondere Resonanzen und Laser-modifizierte Spin-Bahn-Kopplung gewinnen dann im Gegensatz zur Situation mit Tunnelphysik wesentlich an Bedeutung. Dieses lässt sich sowohl in der Bewegung des Wellenpakets als auch in der emittierten Strahlung erkennen. Im Falle der Strahlung ergibt sich auch hier wieder die Möglichkeit der Erzeugung von besonders hoch frequentem Licht bis hin in den harten Röntgenbereich. Dies ist der Fall, wenn sich Multiphotonenresonanzen zwischen hoch frequenten Übergängen der höher geladenen Ionen ergeben. Im Lichte des derzeit am DESY konstruierten X-FEL-Hochintensitäts-Röntgen-Lasers sind diese Resonanzen besonders interessant, weil bei solchem hoch frequentem Licht nur relativ wenige Photonen für die Kopplung der Resonanzen notwendig sind.

### Komplexe Systeme

Das korrelierte Zusammenspiel der Quantendynamik atomarer Elektronen in intensiven Laserpulsen ist hoch komplex und weiterhin ein Gebiet der aktuellen Forschung. Während sich Elektronen bereits im Ionisationsprozess gegenseitig beeinflussen können, ist auch Doppelionisation dadurch möglich, dass ein nach der Tunnelionisation rekollidierendes Elektron statt Harmonische die Ionisation eines zweiten Elektrons bewirkt (Abb. 7a). Dieser Prozess ist ein klassisches Beispiel der nichtsequenziellen Doppelionisation und wurde kürzlich durch ausgefeilte experimentelle Methoden im Detail analysiert [8]. Im relativistischen Laser-Parameterbereich ist dieser Prozess weniger wahrscheinlich, da das zurückkehrende Elektron den Ionenrumpf aufgrund der Lorentz-Kraft verfehlen kann. In dieser Situation können zwei Elektronen quasi-simultan ionisieren. Die Abstoßung zwischen den Elektronen ist hierbei aber trotz Lorentz-Kraft von großer Bedeutung, da sich die Elektronen über längere

Zeiten und Strecken nahe sind (Abb. 7b).

Für mehr als drei Teilchen ist die exakte Vermessung der Quantendynamik bisher nur mit hohem Aufwand möglich [9]. Für echte Vielteilchen-Systeme in starken Laserfeldern gibt es meines Wissens weder Messungen noch theoretische quantenmechanische Zugänge mit vergleichbarer Genauigkeit. In der Tat mitteln sich viele Quanteneffekte bei hoher Teilchenzahl heraus, doch nicht alle, wie die Festkörperphysik mit vielen Beispielen gezeigt hat.



**Abb. 8:** Ein dünner Kristall bzw. eine periodische Struktur mit Abständen von  $a_x$  und  $a_z$  in starken kurzen Laserpulsen (Elektrisches Feld  $E_L$  und Wellenvektor  $k_L$ ): Schematisches Diagramm zur Erzeugung von Hochfrequenzlicht (Elektrisches Feld  $E$  und Wellenvektor  $k$ ) durch periodische Vielfachstreuung und durch Tunnel-Rekombinationsdynamik in der Bragg-Bedingung. In diesem Fall ist der Beobachtungswinkel  $\theta$  derart zu wählen, dass  $l$  und  $l'$  ganzzahlige Vielfache der eingestrahlichten Laserwellenlänge sind.

Abbildung 8 zeigt einen dünnen Kristall bzw. eine periodische ionische Struktur mit beschränkter Ausdehnung in einem kurzen starken Laserpuls [10]. Nahezu instantan ionisierte Elektronen können durch periodische Vielfachstreuung kohärente Röntgenstrahlen emittieren, wenn auch nur während der in der Regel kurzen Zeit, in der der Kristall in seiner regelmäßigen Struktur erhalten bleibt. Interessant wird wieder der Fall für die letzten Elektronen, die das Laserfeld gerade nach der Tunnelionisation zu hohen Geschwindigkeiten beschleunigen kann. Bei allen Ionen des Kristalls führen die darauf folgenden Rekollisionen mit dem ursprünglichen Kern zur Emission von besonders hohen Harmonischen. Im Falle der Bragg-Bedingung mittelt sich diese quantenmechanisch induzierte Röntgenstrahlung auch für dieses Vielteilchensystem nicht heraus.

### Ausblick

Das Beispiel im vorherigen Abschnitt zeigt, dass Quanteneffekte in der laser-getriebenen relativistischen Vielteilchen-Dynamik durchaus von Bedeutung sein können. Eine wichtige Aufgabe für die Zukunft wird es daher sein, einen relativistischen Vielteilchen-Zugang zu entwickeln, der essenzielle Quanteneffekte wie insbesondere Tunneln, Interferenzen, Spin und auch Korrelationen angemessen berücksichtigt. Eine weitere nicht weniger anspruchsvolle Zielrichtung wird es sein, die Laser-Materie-Wechselwirkung mit der neuen Generation von Hochintensitätslasern zu verstehen, in denen auch Quantenelektrodynamik sowie Kern- und Hochenergiephysik eine wichtige Rolle spielen werden.

### Danksagung

Den Mitarbeitern meiner Arbeitsgruppe sowie den Mitgliedern des Sonderforschungsbereichs 276 in Freiburg bin ich zu außerordentlichem Dank verpflichtet, wobei ich bei den vorgestellten Arbeiten insbesondere Suxing Hu, Karen Hatsagortsyan und Guido Mocken hervorheben möchte. Zudem wäre ohne die großzügige finanzielle Unterstützung seitens der Deutschen Forschungsgemeinschaft (Nachwuchsgruppe innerhalb des SFB 276), der Humboldt-Gesellschaft, des Deutschen Akademischen Austausch Dienstes und der Fakultät für Mathematik und Physik der Universität Freiburg diese Arbeit nicht möglich gewesen. Die Abbildungen 1–5 sind mit G. Mocken, 6 mit S. Hu, 7 mit A. Staudt und 8 mit K. Hatsagortsyan entstanden.

### Literatur

- [1] P. H. Mokler und T. Stöhlker, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **37**, 297 (1996)
- [2] C. J. Joachain, M. Dörr und N. Kylstra, *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **42**, 225 (2000)
- [3] T. Radożycki und F. H. M. Faisal, *Phys. Rev. A* **47**, 4464 (1993)
- [4] D. B. Milošević, S. X. Hu und W. Becker, *Phys. Rev. A* **63**, R011403 (2001)
- [5] M. Lewenstein, Ph. Balcou, M. Yu. Ivanov, A. L’Huillier und P. B. Corkum, *Phys. Rev. A* **49**, 2117 (1994)
- [6] Ch. Spielmann et al., *Science* **278**, 661 (1997)
- [7] C. H. Keitel und S. Hu, *Appl. Phys. Lett.* **80**, 541 (2002)
- [8] R. Dörner et al., *Adv. At. Mol. Opt. Phys.* **48**, 1 (2002)
- [9] M. Schulz, R. Moshhammer, D. Fischer, H. Kollmus, D. H. Madison, S. Jones und J. Ullrich, *Nature* **422**, 48 (2003)
- [10] K. Z. Hatsagortsyan und C. H. Keitel, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 2277 (2001) sowie *J. Phys. B* **35**, L175 (2002); G. Mocken und C. H. Keitel, *physics/0304106* (2003)

### Der Autor

**Christoph Keitel** (Jahrgang 1965) gilt als Pionier in der theoretischen Beschreibung der relativistischen Dynamik atomarer Systeme in hohen bis hin zu den stärksten Laserfeldern. Keitel studierte Physik in Hannover und München, wo er sein Interesse für die Theorie der Laser-Materie-Wechselwirkung entdeckte. Einen Großteil seiner Diplom- und Promotionszeit verbrachte er an der University of New Mexico. Nach der Promotion 1992 folgten weitere Wanderjahre als Postdoc am Imperial College in London und als Marie-Curie-Stipendiat an der Universität Innsbruck. Seit 1998 leitet er die Nachwuchsgruppe am SFB 276 über „Korrelierte Dynamik hoch angeregter atomarer und molekularer Systeme“ in Freiburg und ist dort seit kurzem als Hochschuldozent tätig.

