

Zeitschrift: bulletin.ch / Electrosuisse
Herausgeber: Electrosuisse
Band: 101 (2010)
Heft: 6

Artikel: Modengekoppelte Laser : (Im)Pulse für die Forschung
Autor: Hengsberger, Matthias / Leuenberger, Dominik / Roth, Silvan
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-856088>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 13.01.2026

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

Modengekoppelte Laser – (Im)Pulse für die Forschung

Wie misst man dynamische Prozesse auf extrem kurzen Zeitskalen?

Die optischen, chemischen und elektrischen Eigenschaften von Materialien werden durch das dynamische Verhalten der Ladungsträger (Elektronen) und der Rumpfatome (Gitterschwingungen) sowie deren Wechselwirkung mit Licht bestimmt. Mit ultrakurzen Lichtpulsen lassen sich diese Zeitskalen direkt messen und die Prozesse in einzelne Schritte zerlegen. Dies ist erst mit der Entwicklung modengegekoppelter Laser möglich geworden.

Matthias Hengsberger, Dominik Leuenberger, Silvan Roth

Vor 50 Jahren wurde der erste Laser von Theodore Maiman der Weltöffentlichkeit vorgestellt [1]. Seither wurden verschiedenste Laserarten entwickelt, die in einer ganzen Palette von Anwendungen eingesetzt werden. Wir gehen hier auf eine spezielle Anwendung ein, die Beobachtung sehr schneller Prozesse auf atomaren Zeitskalen in der Festkörperphysik, die mit konventionellen Lichtquellen nicht realisiert werden kann.

Ein anschauliches Beispiel für diese Art Experimente liefert die Fotochemie des Sehprozesses im menschlichen Auge. Am Anfang dieses hochkomplexen Vorgangs wird Licht von einem Stäbchen oder Zäpfchen auf der Netzhaut absorbiert. Am Ende des Sehprozesses wird ein elektrischer Impuls über den Sehnerv

an das Gehirn weitergeleitet. Mithilfe einer Echtzeitmessung kann man diesen Prozess in seine Teilschritte zerlegen, da man in jeder einzelnen Messung eine Momentaufnahme des Prozesses mit seinen Zwischenprodukten erhält. Für die Entwicklung dieser Methodik, die den Namen «Femtochemie» trägt, wurde Ahmed Zewail (California Institute of Technology) 1999 der Nobelpreis für Chemie verliehen [2].

Funktionsprinzip des Lasers

Laser ist ein Kunstwort, das für Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation steht. Während thermische Lichtquellen ein kontinuierliches Spektrum abstrahlen, welches vor allem von der Temperatur abhängt, emittieren La-

ser ähnlich wie Gasentladungen Licht, dessen Wellenlänge von den verschiedenen Energieniveaus abhängt, die Elektronen in den angeregten Atomen des Mediums einnehmen können. Den Prozess, bei dem angeregte Elektronen auf tiefere Energieniveaus zurückfallen und Strahlung emittieren, nennt man spontane Emission. Wenn das emittierte Lichtquant (Photon) auf ein weiteres angeregtes Atom fällt, kann es dieses zur Emission eines identischen Photons zwingen (stimulierte Emission). Damit eine lawinenartige Verstärkung auftritt, müssen mehr angeregte als nicht angeregte Atome vorhanden sein. Diesen Zustand bezeichnet man als Besetzungsinversion, die durch Pumpen von Elektronen in metastabile Zustände des Mediums erreicht werden kann. Hohe Verstärkung wird aber erst durch Rückkopplung des abgestrahlten Lichts in das Medium erzielt. Dazu wird das Medium in einen Resonator eingebaut, welcher aus zwei Spiegeln besteht, von denen einer teildurchlässig ist. In diesem Resonator werden die Wellen am effektivsten zurückgekoppelt, wenn die optische Länge des Resonators einem Vielfachen der Wellenlänge entspricht. Diese stehenden Wellen nennt man (longitudinale) Moden des Lasers.

Die Gesamtbilanz aus Verstärkung, optischen Verlusten in der Resonatorkavität und ausgekoppelter Leistung muss

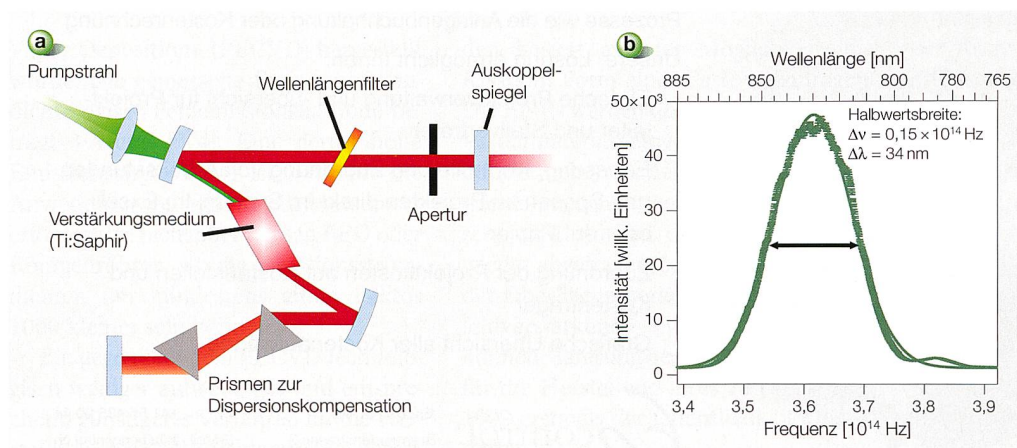


Bild 1 Schematischer Aufbau eines Titan-Saphir-Lasers (a) und Spektrum der Lichtpulse (b).

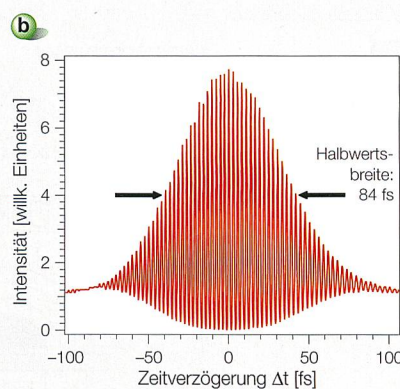
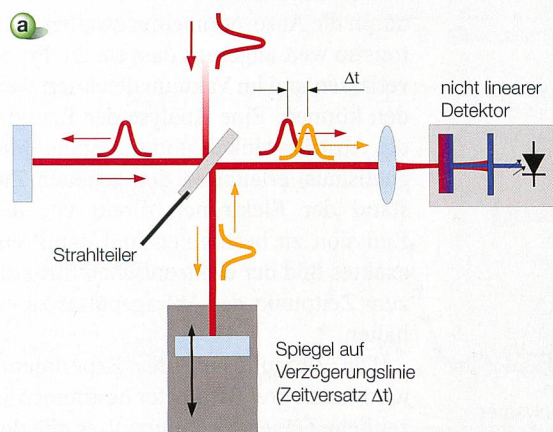


Bild 2 Aufbau (a) und Ergebnis (b) eines Autokorrelations-experiments: Ein Puls wird in zwei identische aufgeteilt, die über verschiedene Wege laufen und nachher im Zweiphotonen-detektor zur Interferenz gebracht werden (a). Im Detektor-signal (b) sind die Interferenzstreifen deutlich zu sehen; aus der Form und Breite der Kurve können Rückschlüsse auf die Pulsdauer der einzelnen Pulse gezogen werden.

positiv sein, um stabile Verstärkung zu erreichen. Beim Einschalten des Lasers «frisst» die Mode mit der günstigsten Bilanz die Energie im Verstärkermedium und dominiert dadurch das Ausgangsspektrum des Lasers (Modenkompetition).

Bedingt durch den Verstärkungsprozess im optischen Resonator ist das ausgekoppelte Licht kohärent, was bedeutet, dass Phasen, Wellenlänge und Polarisation einzelner Wellenzüge des Laserlichts identisch und miteinander gekoppelt sind. Im Extremfall kann die Bandbreite eines solchen Lasers bis auf einige Kilohertz bei einer mittleren Frequenz des Lichts von 10^{15} Hz reduziert werden, was der Anregung einer einzigen Mode bei einer Resonatorgüte (Finesse) von etwa 10^5 entspricht.

Modengekoppelte Laser

Es gibt verschiedene Gründe, einen Laser nicht im kontinuierlichen Dauerstrichmodus, sondern gepulst zu betreiben. Zum einen erlaubt es der gepulste Modus, zeitaufgelöste Experimente durchzuführen, auf der anderen Seite kann man mit gepulsten Strahlen extrem hohe Leistungsdichten und Feldstärken erreichen, was u.a. in der Materialbearbeitung, der nichtlinearen Mikroskopie oder der Herstellung von ultravioletter oder Röntgenstrahlung durch Frequenzvervielfachung ausgenutzt wird.

Kurze Signale setzen ein breites Frequenzspektrum voraus. Hierbei ist die minimale Pulsdauer, die man erreichen kann, umgekehrt proportional zur Breite des Spektrums. Der Schlüssel zur Herstellung eines breiten Spektrums liegt in der sogenannten Modenkopplung, bei der eine Vielzahl von Resonatormoden phasenstabil miteinander gekoppelt wer-

den. Man unterscheidet dabei zwischen aktiver Kopplung, z. B. über elektrooptische oder akustooptische Modulatoren, und passiver Kopplung. Letztere basiert auf sättigbaren Absorbern oder dem Kerr-Effekt, welcher im Folgenden beschrieben wird. Da die passiven Mechanismen viel schneller sind als die aktiven, werden sie vor allem zur Erzeugung sehr kurzer Pulse im Femtosekundenbereich benutzt (1 Femtosekunde = $1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s} = 1$ Milliardstel einer Millionstelsekunde).

Passive Modenkopplung besteht darin, die Verluste für intensive Pulse in der Kavität zu minimieren, während man gleichzeitig die Verluste für kontinuierliche Strahlung maximiert. Am häufigsten werden heutzutage Titan-Saphir-Laser (Ti:Sa-Laser, 10^{19} cm^{-3} Ti-Ionen in Al_2O_3) verwendet, die über einen weiten Wellenlängenbereich verstärken können. Der elektrooptische Kerr-Effekt ist in diesen sehr ausgeprägt, was bedeutet,

dass sich der Brechungsindex beim Anlegen eines elektrischen Felds stark ändert. Die hohe Feldstärke im Pulsmaximum zusammen mit einer gaußförmigen transversalen Intensitätsverteilung erzeugt bei seinem Durchgang eine konvexe Linse, die den gepulsten Strahl fokussiert. Dadurch wird der Strahlquerschnitt kleiner als derjenige des kontinuierlichen Strahls, wodurch letzterer mit einer einfachen Apertur (Bild 1) unterdrückt werden kann [3].

Eine weitere wichtige Komponente des Lasers ist die Dispersionskompensation (Prismen in Bild 1). Da ein Puls aus vielen Frequenzkomponenten besteht, welche beim Durchgang durch dielektrisches Material verschiedene Gruppengeschwindigkeiten besitzen (Dispersion), würde ein Puls nach wenigen Umläufen in der Kavität wieder zerfallen. Da die Dispersion additiv ist, kann man sie an einer beliebigen Stelle durch eine nega-

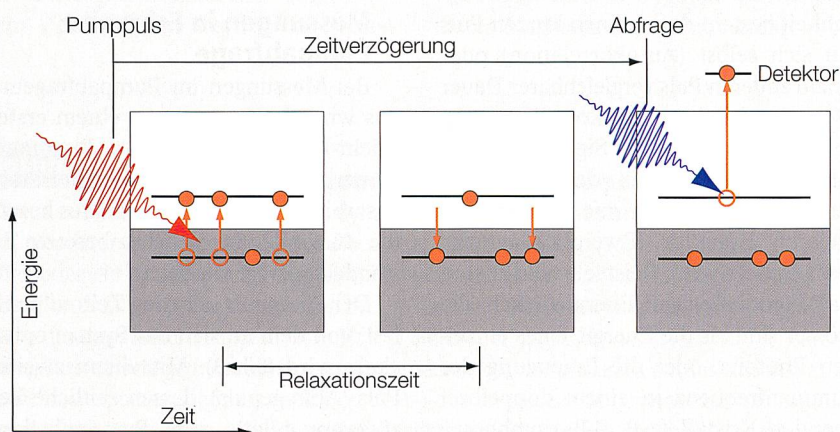


Bild 3 Schema des Pumpabfrageverfahrens: Mittels eines Pumpimpulses werden Elektronen angeregt, wonach die angeregten Zustände zerfallen. Mit dem zeitverzögerten Abfragepuls misst man die im angeregten Zustand verbliebene Zahl der Elektronen.

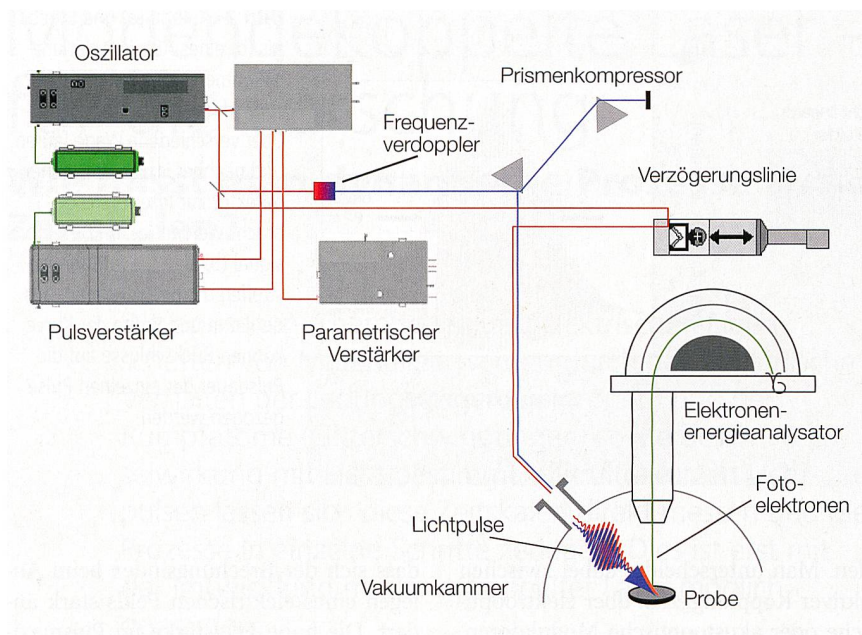


Bild 4 Typischer Aufbau eines zeitaufgelösten Fotoemissionsexperiments: Lichtpulse aus einem Oszillator (Verstärker, halb transparent dargestellt) werden in zwei Pulse geteilt (Pumpuls und Abfragepuls). Je nach Bedarf kann die Frequenz der Pulse z.B. in doppelbrechenden Kristallen vervielfacht werden.

tive Dispersion kompensieren. Dies wird durch das Prismenpaar erreicht, welches von den schnellen, langwelligen Anteilen des Pulses langsamer durchlaufen wird. Dadurch läuft der Puls im Verstärkungsmedium des Lasers wieder zusammen und besitzt dort eine stabile Phase.

Ein typisches Ausgangsspektrum eines Ti:Sa-Lasers ist in **Bild 1** gezeigt. Es besitzt eine Breite von über 10^{13} Hz, was mehreren Hunderttausend angeregten Moden entspricht. Im Falle eines bandbreitenlimitierten, gaussförmigen Pulses besäße dieser eine Dauer von etwa 30 fs. Da die Pulse durch Dispersion verändert werden, ist es wichtig, die Pulsbreite bestimmen zu können. Die einzige Möglichkeit besteht darin, einen kurzen Puls mit sich selbst (Autokorrelation) oder einem anderen Puls vergleichbarer Dauer (Kreuzkorrelation) zu korrelieren. In beiden Fällen muss das Signal vom Produkt der Intensitäten der beteiligten Pulse abhängen, was mit einem nicht-linearen Detektor (Zweiphotonenprozess) erreicht wird. Beispiele hierfür sind GaP-Fotodioden mit Energielücken, die grösser sind als die Energie eines einzelnen Photons, oder die Erzeugung der Summenfrequenz in einem doppelbrechenden Kristall (z.B. β -Bariumborat). Ein solches Experiment ist schematisch in **Bild 2** dargestellt neben einer Autokorrelation. Aus der Halbwertsbreite dieser Kurve kann man unter Annahme

einer Pulsform die Dauer eines einzelnen Pulses bestimmen, wofür man in der hier gezeigten Messung etwa 50 fs erhält.

Üblicherweise wird der Puls über das Zeit-Bandbreite-Produkt charakterisiert: man erhält diese dimensionslose Zahl, in dem man die zeitliche Dauer mit der spektralen Breite multipliziert, also hier $0,15 \cdot 10^{14} \text{ Hz} \cdot 50 \cdot 10^{-15} \text{ s} = 0,75$. Aus der Fourier-Theorie folgt, dass das Produkt für gaussförmige Pulse grösser oder gleich 0,441 sein muss. Das Gleichheitszeichen gilt für bandbreitenlimitierte Pulse, solche mit grösserem Zeit-Bandbreite-Produkt können aber prinzipiell komprimiert werden.

Messungen in Echtzeit: Pumpabfrage

Bei Messungen im Pumpabfragemodus wird das System von einem ersten (Licht-) Puls angeregt, dem Pumpuls. Dieser wird in unserem Fall in der Probe absorbiert, wobei Elektronen aus besetzten Zuständen in vorher unbesetzte Zustände angeregt werden.

Der Pumpuls setzt den Zeitnullpunkt fest, von dem an sich das System entwickeln wird (**Bild 3**). Mit einem zweiten Puls (Abfragepuls), dessen zeitliche Verzögerung relativ zum Pumpuls kontrolliert wird, wird der Zustand des Systems gemessen. Die Form dieses Abfragepulses hängt von der Problemstellung ab. Bei der Fotoelektronenspektroskopie

oder Fotoemission werden Elektronen durch die Absorption eines zweiten Photons so weit angeregt, dass sie die Probe verlassen und im Vakuum detektiert werden können. Eine Analyse der Energie, des Austrittswinkels und des Spins (Magnetismus) erlaubt es, den genauen Zustand der Elektronen direkt vor der Emission zu bestimmen und damit ein exaktes Bild der elektronischen Struktur zum Zeitpunkt des Abfragepulses zu erhalten.

Die Zeitauflösung des Experiments wird durch drei Parameter bestimmt: die zeitliche Dauer des Pumpulses, die des Abfragepulses und die Synchronisation zwischen beiden. Der letzte Beitrag kann vernachlässigt werden, sofern beide Pulse durch Strahlteilung aus einem Laserpuls erzeugt werden. Der Beitrag der Pulsbreiten entspricht mathematisch einer Korrelationsfunktion und kann durch Korrelationsmessungen bestimmt werden, wie im vorhergehenden Abschnitt beschrieben. Der experimentelle Aufbau eines zeitaufgelösten Fotoemissionsexperiments ist in **Bild 4** dargestellt. Lichtpulse aus einem Oszillator oder Verstärker werden in zwei Pulse geteilt, wobei der eine als Pumpuls und der zweite als Abfragepuls dient. Die Zeitverzögerung zwischen beiden wird über die relative Länge des Lichtwegs kontrolliert (Verzögerungslinie, 1 fs entspricht einer Änderung von 300 nm). Beide Pulse werden auf der Probe, die sich im Vakuum befindet, überlagert, und die emittierten Elektronen werden in einem elektrostatischen Energieanalysator nachgewiesen.

Lebensdauer angeregter Zustände

Licht im sichtbaren Bereich wird durch die Valenzelektronen absorbiert. Diese werden in unbesetzte Zustände angeregt (**Bild 3**), aus denen sie durch Energieabgabe an andere Elektronen oder an Gitterschwingungen relaxieren. Die Zeitskalen für diese Prozesse spielen eine entscheidende Rolle für alle Arten von Leitungsmechanismen in Festkörpern. Misst man die Besetzung der angeregten Zustände als Funktion der Zeit nach dem Pumpuls, kann man aus der Transienten direkt die Form des Zerfalls und die Zeitkonstante bestimmen, wie in **Bild 5** gezeigt.

Da mittels zeitaufgelöster Spektroskopie auch mehrere vorliegende Zeitskalen unterschieden werden können, gewinnt man wertvolle Einblicke in die Wechselwirkung zwischen Elektronen und zwi-

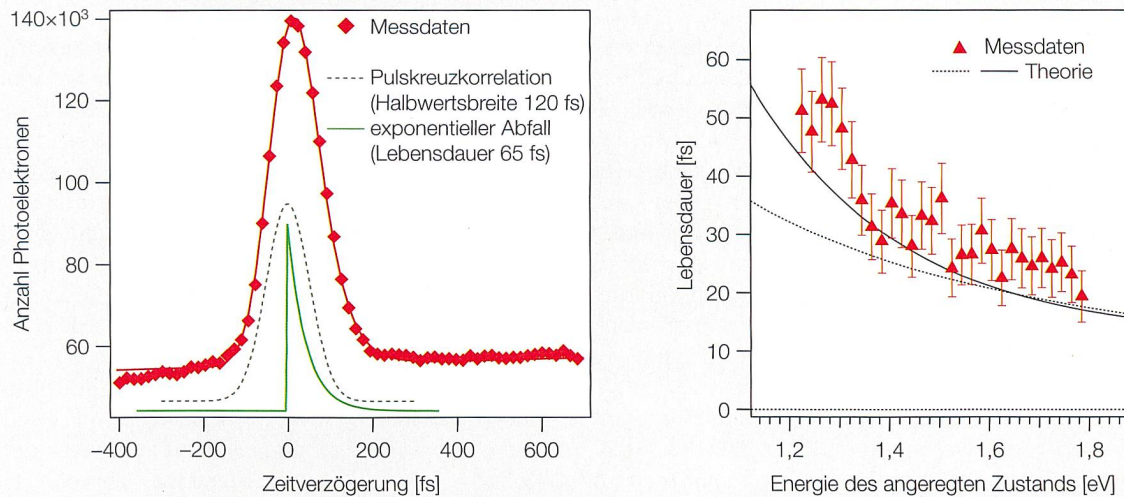


Bild 5 Relaxationsdynamik in Silber: Die Anzahl angeregter Elektronen wird gegen die Zeitverzögerung des Abfragepulses dargestellt. Entfaltung mit der bekannten Pulskorrelationsfunktion liefert die gesuchte Besetzungskurve des angeregten Zustands (grüne durchgezogene Kurve). Die Ergebnisse zeigen, dass die Lebensdauer mit wachsender Energie abnimmt (rechts).

schen Elektronen und Gitterschwingungen, die mittels konventioneller Spektroskopie nur schwer zugänglich sind.

Dynamik des heissen Elektronengases

Durch Verstärkerstufen kann die Pulsenergie um viele Grössenordnungen gesteigert werden. Die Pulsenergie ergibt sich aus der mittleren Leistung dividiert durch die Pulsrepetitionsrate. In Zahlen ausgedrückt ergibt sich für einen handelsüblichen Oszillator mit 1 W Ausgangsleistung und einer Repetitionsrate von 76 MHz eine Pulsenergie von 13 nJ oder etwa $5 \cdot 10^{10}$ Photonen bei 800 nm Wellenlänge. Im Vergleich hierzu müsste ein Dauerstrichlaser für dieselbe Energiedichte eine Ausgangsleistung von etwa 100 kW besitzen. Daher kann man nur mit gepulsten Lasern Materie in extremen Zuständen beobachten.

Ein regenerativer Verstärker koppelt aus dem Pulszug nur einen kleinen Teil der Pulse aus und verstärkt diese in einer Laserkavität. Man gewinnt hierbei an Pulsenergie etwa das, was man an Repetitionsrate verliert. Ein 100-kHz-System, wie es in unserem Labor verwendet wird, produziert Pulse von etwa 6 μ J oder $2 \cdot 10^{13}$ Photonen. Fokussiert auf einen Strahldurchmesser von 0,1 mm erreicht man damit Leistungsdichten von mehreren 100 GW/cm² im Pulsmaximum.

In Festkörpern ist man oft am Verhalten der Ladungsträger fernab des thermodynamischen Gleichgewichts interessiert. Magnetisierungsdynamik zum Beispiel spielt sich meist auf Zeitskalen

im Pico- und Nanosekundenbereich ab [4]. Vor 15 Jahren wurden bei Untersuchungen der Wechselwirkung von intensiven Lichtpulsen mit ferromagnetischen Filmen Anzeichen für eine ultraschnelle Demagnetisierung des Films auf einer Zeitskala von mehreren Hundert Femtosekunden gefunden [5]. Auf dieser Zeitskala kann eine Erwärmung des Films auf Temperaturen oberhalb des Curiepunkts und damit ein rein thermischer Effekt ausgeschlossen werden.

In einem einfachen Modell stellt man sich das System als aus drei getrennten, miteinander gekoppelten Wärmebädern bestehend vor, den Elektronen, dem Gitter und den Spins, die für die Magnetisierung verantwortlich sind. Eine Messung der Dynamik der Elektronen in einem Nickelfilm ist in Bild 6 als Differenz zu dessen Gleichgewichtszustand dargestellt. Zum Zeitnullpunkt werden durch den

Pumpimpuls besetzte Zustände entvölkert (blau) und die Elektronen in höhere Zustände (rot) angeregt. Nach etwa 100 fs hat das heisse Elektronengas einen neuen Gleichgewichtszustand gefunden, der jetzt einer höheren Temperatur entspricht. Aufgrund der kurzen Lebensdauern angeregter Zustände in Nickel kühlt sich das Elektronengas sehr schnell ab, wobei es die Energie an das Gitter weitergibt. Durch eine Analyse der Spektren kann man die Überschussenergie im Elektronensystem und dessen Temperatur berechnen (Bild 7). Auch hier erkennt man deutlich, dass die Elektronen nach etwa 200 fs wieder abgekühlt sind (Thermalisierung). Die Magnetisierung erreicht dann etwa ihr Minimum, was zeigt, dass die einsetzende Umordnung durch die heissen Elektronen während der Thermalisierung verursacht wird. Das genaue Verständnis dieses Mechanismus ist momentan noch

Résumé

Les lasers femtoseconde – des impulsions pour la science

Comment mesurer des processus dynamiques extrêmement brefs ?

Les propriétés optiques, chimiques et électriques des matériaux sont déterminées par le comportement dynamique des charges libres (électrons) et des ions (oscillations du réseau cristallin) ainsi que par leur interaction avec la lumière. L'échelle de temps de ces processus va de quelques femtosecondes ($1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$) à quelques nanosecondes ($1 \text{ ns} = 10^{-9} \text{ s}$). Afin de mesurer directement ces durées et pouvoir décomposer les processus en plusieurs étapes, la technique pompe-sonde est appliquée, c'est-à-dire un procédé de pompage optique induit par des impulsions lumineuses ultrabrèves. Étant donné que la durée des impulsions doit être du même ordre de grandeur que les échelles de temps des processus étudiés, de telles expériences ne sont possibles que depuis le développement de la technique du blocage de mode utilisée dans les lasers femtoseconde.

No

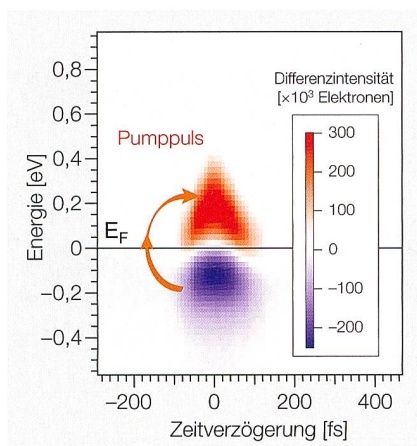


Bild 6 Serie von Differenzspektren eines Nickelfilms, aufgetragen gegen die Zeit (horizontale Achse) und die Energie (vertikale Achse). Am Zeitnullpunkt (Pumpimpuls) werden Elektronen aus besetzten Zuständen unterhalb der Energie E_F (Fermienergie) in unbesetzte Zustände oberhalb angeregt.

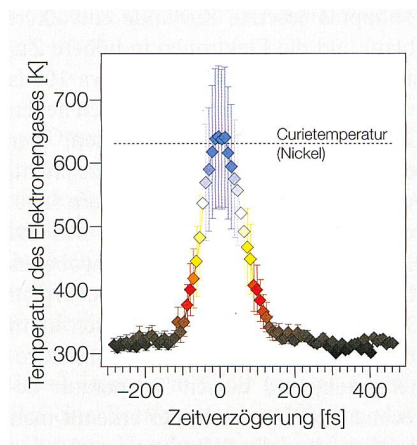


Bild 7 Bestimmung der Temperatur des Elektronensystems aus den Spektren als Funktion der Zeit. Die Curietemperatur bezeichnet die Temperatur, oberhalb derer die ferromagnetische Ordnung in Nickel verschwindet. Man erkennt, dass das freie Elektronengas über die Curietemperatur aufgeheizt wird und sich innerhalb von 200 fs wieder abkühlt.

Ziel intensiver Forschungsarbeit, aber die bisherigen Ergebnisse wie in **Bild 7** rechtfertigen die benutzten phänomenologischen Modelle zur Berechnung der Grösse der Effekte und deren Zeitskalen [6].

Neue Entwicklungen

Die beschriebenen Experimente stellen noch nicht die Grenze des heute technisch Machbaren dar. Zwei wichtige Entwicklungen sollten hier noch kurz erwähnt werden, die Optimierung der Pulsform und die Verbesserung der Zeitauflösung.

Flüssigkristalle, wie sie in Liquid-Crystal-Displays (LCD) zur Anwendung kommen, können als elektrisch steuerbare Verzögerungslinien oder Wellenplatten benutzt werden. Wenn man einen kurzen Puls nach seinen Frequenzkomponenten spektral aufspaltet, jede Komponente durch einen eigenen Pixel eines LCD laufen lässt und hinter dem LCD den Puls wieder zusammensetzt, hat man praktisch unbegrenzte Kontrollmöglichkeiten über Intensität, Form, Phase und Polarisation des Pulses. In Experimenten konnte gezeigt werden, dass sich durch Variation der Pulsform und Polarisation die Effizienz des Prozesses über weite Bereiche steuern lässt [7].

Die minimale Dauer eines optischen Pulses beträgt etwa zwei optische Zyklen, d. h. zwei Perioden des elektrischen Felds, bei 800 nm Wellenlänge etwa 5 fs [3]. Noch kürzere Pulse im Attosekundenbereich ($1 \text{ as} = 10^{-18} \text{ s}$) müssen entsprechend mit Licht höherer Frequenzen erzeugt werden, z. B. durch Erzeugung höherer Harmonischer mit phasenkontrollierten ultrakurzen Laserpulsen. Auf diese Art wurden Sub-Femtosekundenpulse erzeugt und mittels Fotoemission nachgewiesen [8, 9]. Konzepte für eine weitere Verkürzung der Pulsdauer liegen vor, aber in diesem Bereich wird die Messung der Pulsdauer technisch anspruchsvoller als die Erzeugung, und die Verbesserung der Pulsdauer geht einher mit der Entwicklung neuer experimenteller Methoden [8].

Ausblick: Freie-Elektronen-Laser

Ein Nachteil der hier beschriebenen Lasersysteme ist die niedrige Photonenenergie. Pulse von ultravioletter Licht oder weichem Röntgenlicht können durch Erzeugung höherer Harmonischer in Kristallen bis etwa 7 eV Energie (Wellenlänge ca. 180 nm) und in Gasjets bis ca. 100 eV (12 nm) hergestellt werden, harte Röntgenpulse durch Erzeugung eines Plasmas in Metallen, aber die Ausbeute ist in all diesen Experimenten relativ gering. Speicherringe zur Erzeugung von Synchrotronlicht werden gepulst betrieben, wobei allerdings die Länge der Elektronenpulse im Speicherring die Pulsdauer auf etwa 10 ps begrenzt. Durch Wechselwirkung von Laserpulsen mit relativistischen Elektronenpulsen («Slicing») können am Synchrotron 100-fs-Röntgenpulse erzeugt werden, wobei aber die gute Zeitauflösung mit einem sehr niedrigen Photonenfluss ein-

hergeht. Abhilfe wird erst der Freie-Elektronen-Laser (FEL) schaffen, der auf einem völlig anderen Konzept als konventionelle Lasersysteme arbeitet, mit dem aber kohärente Femtosekundenpulse über einen sehr weiten Energiebereich erzeugt werden können. Nach ersten erfolgreichen Projekten am SLAC in Stanford (USA) und am DESY in Hamburg (DE) wird auch in der Schweiz ein FEL entwickelt (SwissFEL [10]). Sollte er realisiert werden, wird er ab 2016 das Tor zu neuen Experimenten und Möglichkeiten in Natur- und Ingenieurwissenschaften weit aufstossen, ähnlich wie es die Entwicklung modengekoppelter Laser über die letzten Jahrzehnte aufgezeigt hat.

Referenzen

- [1] Siehe zum Beispiel www.laserfest.org/index.cfm.
- [2] Les Prix Nobel: The Nobel Prizes 1999, Ed. T. Frängsmyr (Verlag Almqvist & Wiksell, Stockholm, 2000).
- [3] U. Keller: Nature 424, S. 831–838 (2005).
- [4] A. Vaterlaus, T. Beutler, F. Meier: Physical Review Letters 67, S. 3314–3317 (1991).
- [5] E. Beaurepaire et al.: Physical Review Letters 76, S. 4250–4253 (1996).
- [6] B. Koopmans et al.: Nature Materials 9, S. 259–265 (2010).
- [7] T. Brixner, G. Gerber: Physikalische Blätter 57, S. 33–39 (2001).
- [8] M. Hentschel et al.: Nature 414, S. 509–513 (2001).
- [9] P. Eckle et al.: Science 322, S. 1525–1529 (2008).
- [10] Webseite des Projekts: <http://fel.web.psi.ch/>.

Angaben zu den Autoren

Dr. **Matthias Hengsberger**, Dipl.-Phys. der Universität des Saarlandes (DE), promovierte mit Arbeiten auf dem Gebiet der hochauflösenden Elektronenspektroskopie im Jahr 2000 an der Université de Neuchâtel. Im gleichen Jahr wechselte er an die Universität Zürich, an der er als Oberassistent und Koordinator im Lehrbetrieb tätig ist. In der Forschung beschäftigt er sich hauptsächlich mit der Dynamik von Ladungsträgern in Oberflächen von Metallen und Halbleitern sowie von molekularen Systemen.

Physik-Institut der Universität Zürich, 8057 Zürich, matthias.hengsberger@physik.uzh.ch

Dominik Leuenberger arbeitete an der HTA Zentralschweiz, Bereich Elektrotechnik, und schloss das anschliessende Physikstudium 2007 mit dem M.Sc. an der Universität Zürich ab, wobei er sich mit zeit aufgelösten Fotoemissionsmessungen und schneller Demagnetisierungsdynamik beschäftigte. Seit 2007 arbeitet er an der Dissertation auf dem Gebiet der ultraschnellen Dynamik in Festkörperoberflächen.

Physik-Institut der Universität Zürich, 8057 Zürich, leuenber@physik.uzh.ch

Silvan Roth schloss 2008 das Physikstudium als M.Sc. ab mit einer Arbeit zur Ladungsträgerdynamik in Molekülfilmen mit negativer Elektronenaffinität. Nach einem Jahr bei Inspire AG, bei der er auf dem Feld der Materialbearbeitung mit Lasern tätig war, arbeitet er an seiner Dissertation auf dem Gebiet nanostrukturierter Oberflächen an der Universität Zürich.

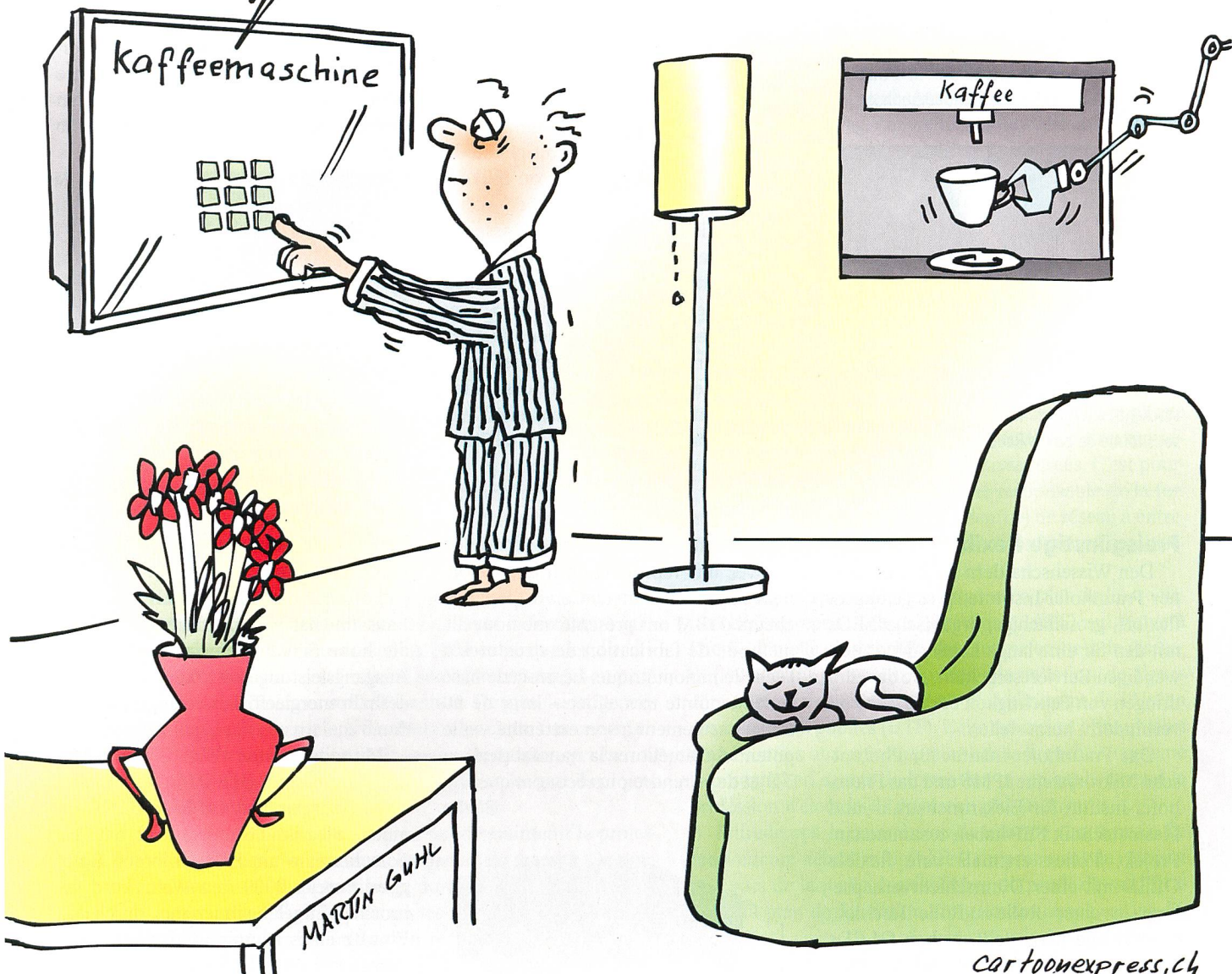
Physik-Institut der Universität Zürich, 8057 Zürich, roth@physik.uzh.ch



CARTOON



... Pin-code schon wieder falsch.
... trinken Sie Ihren Kaffee
im Bistro nebenan!



«NIP erroné, une fois de plus ... Allez donc boire votre café au bistro d'à côté!»