

## Die Vermessung ultrakurzer Lichtpulse

MATTHIAS UIBERACKER

Dieses Dokument enthält Ergänzungen zum Artikel „Liveschaltung ins Atom“ in **Physik in unserer Zeit**, 38. Jahrgang 2007, Nr. 5, S. 222, das die Attosekunden-Experimente am Max-Planck-Institut für Quantenoptik in Garching vorstellt. Es beschreibt, wie die lichtkontrollierte Schmierbildkamera die Pulse aus Photoelektronen in Impulsspektren des Flugzeitspektrometers übersetzt. Zudem erklärt es genauer, wie die Garchinger ihre extrem kurzen Attosekunden-Röntgenpulse und Femtosekunden-Laserpulse vermessen.

Um die Möglichkeiten unserer neuartigen Pump-Probe-Technik auszuloten, mussten wir zuerst die verwendeten Röntgenpulse und Femtosekunden-Laserpulse vermessen. Erst nach Kenntnis der wesentlichen Parameter wie Röntgenpulsdauer, Reproduzierbarkeit des Feldverlaufes des Laserpulses und Schwankungsbreite des Timings zwischen Röntgenpuls und den Schwingungen des elektrischen Feldes konnten wir Aussagen über die erzielbare Messgenauigkeit machen und danach unbekannte Prozesse im Femto- und Attosekundenbereich vermessen.

Dafür führten wir ein Experiment an Neon-Atomen durch. Da das Ionisationspotential von Neon bei 21,56 eV liegt, können die energiereichen 90-eV-Photonen des Röntgenpulses die Elektronen der äußeren 2p-Schale des Neonatoms leicht heraus schlagen. Die kinetische Energie dieser Photoelektronen entspricht der Anregungsenergie  $W_{x\text{-ray}}$  (in diesem Fall das Energieband um 90 eV) minus der Bindungsenergie  $W_B = 21,56$  eV. Das Flugzeitspektrometer wird also die Elektronen in einem Energieband um etwa 70 eV kinetische Energie detektieren. Da die Photoionisation (Photoeffekt) ein instantaner Prozess ist, werden die Photoelektronen nur während der sehr kurzen Dauer des Röntgenpulses freigesetzt.

Verglichen mit der elektro-optischen Schmierbildkamera entspricht hier das Neongas der Photokathode, da es Licht in Elektronen wandelt. Das phasenstabilisierte elektrische Feld des Laserpulses soll nun zur zeitlichen Abtastung (Probe-Puls) der Elektronenemission dienen und stellt somit das Ablenkkfeld der Schmierbildkamera dar. Allerdings sorgt das elektrische Feld des Femtosekunden-Laserpulses nicht für eine räumliche Ablenkung der Flugbahn der Photoelektronen. Je nach Phasenlage im Moment der Ionisation beschleunigt es die dabei „geborenen“ Elektronen unterschiedlich stark und in einander entgegengesetzte Richtungen. So wird der zeitliche Verlauf der Elektronenemission durch das Feld auf eine verbreiterte Impulsverteilung abgebildet, welche man mit dem Flugzeitspektrometer registrieren kann und daraus den ursprünglichen Zeitverlauf bestimmen kann. Ein Teil der Elektronen wird gleichverteilt über den Raumwinkel emittiert. Mit dem Spektrometer schauen wir uns jedoch nur die Elektronen an, die zufällig in Richtung der Laserpolarisation fliegen, denn diese können wir mit dem Laserfeld maximal beeinflussen.

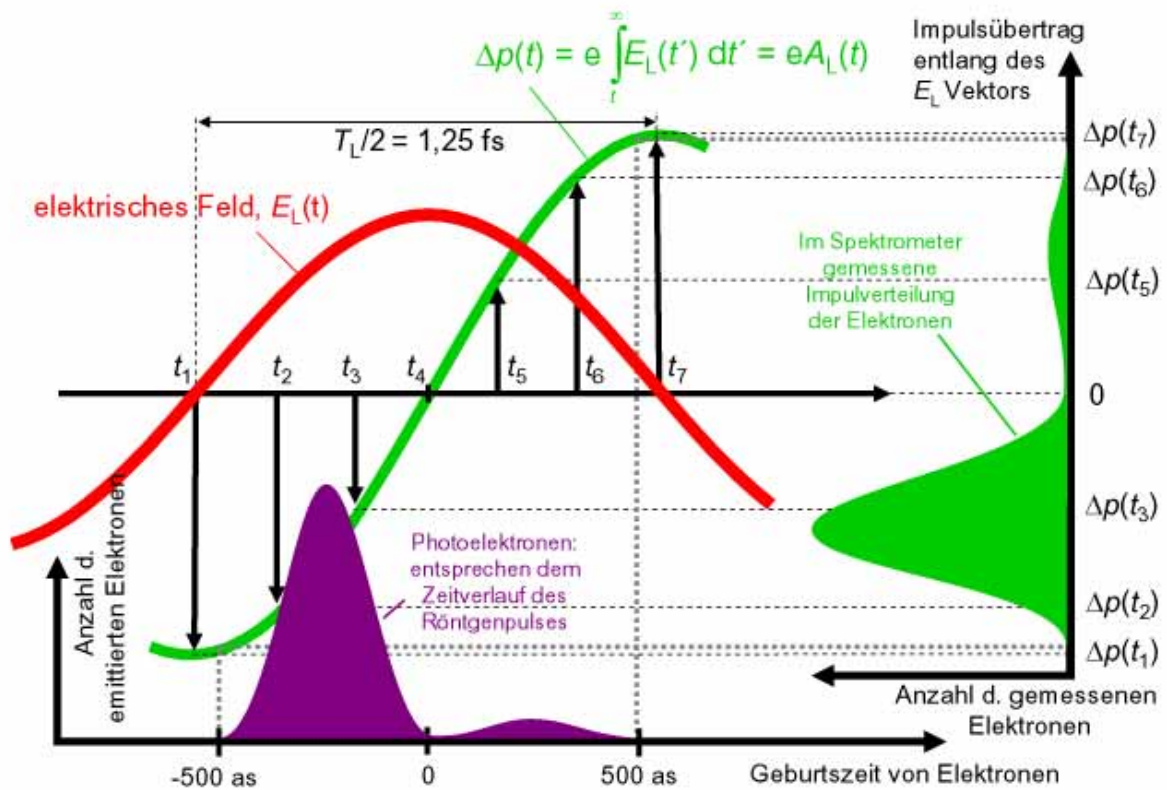


Abb. 1 Attosekunden-Schmierbildkamera. Photoelektronen (oder Auger-Elektronen), die zu einem gewissen Zeitpunkt  $t$  im Laserfeld freigesetzt werden, erfahren abhängig von der grünen Kurve (Vektorpotential  $A_L(t)$ ) einen Impulsübertrag. Im Impulsspektrum (grüne Verteilung) spiegelt sich der Zeitverlauf der Elektronenemission (violette Verteilung) wider.

Folglich muss das Integral des elektrischen Feldes  $E_L$  des Laserpulses vom Zeitpunkt  $t$  der Geburt des Photoelektrons durch den Röntgenpuls bis zum Ende des Laserpulses proportional zur Geschwindigkeits- oder Impulsänderung sein:

$$\Delta p(t) = e \int_t^{\infty} E_L(t') dt' = e A_L(t).$$

Dabei ist  $A_L(t)$  das Vektorpotential: Es ist proportional zur Impulsänderung, übernimmt also die Funktion des veränderlichen Feldes am Ablenkkondensator in der elektro-optischen Schmierbildkamera.

Wird also beispielsweise ein Elektron vor dem Laserpuls geboren, so „schüttelt“ es das Laserfeld danach zwar durch, doch am Schluss fliegt es ohne Impulsübertrag unverändert mit seiner ursprünglichen Geschwindigkeit weiter. Schließlich hat der komplette Puls eine zeitlich symmetrische Form, und so heben sich die Beschleunigungen seines elektrischen Wechselfeldes gerade auf. Das ändert sich, sobald das Photoelektron geboren wird, wenn der Laserpuls schon da ist und das Feld gerade einen Nulldurchgang macht: Mit der nun anschwellenden Feldstärke surft es sozusagen mit und nimmt den maximalen Impulsübertrag

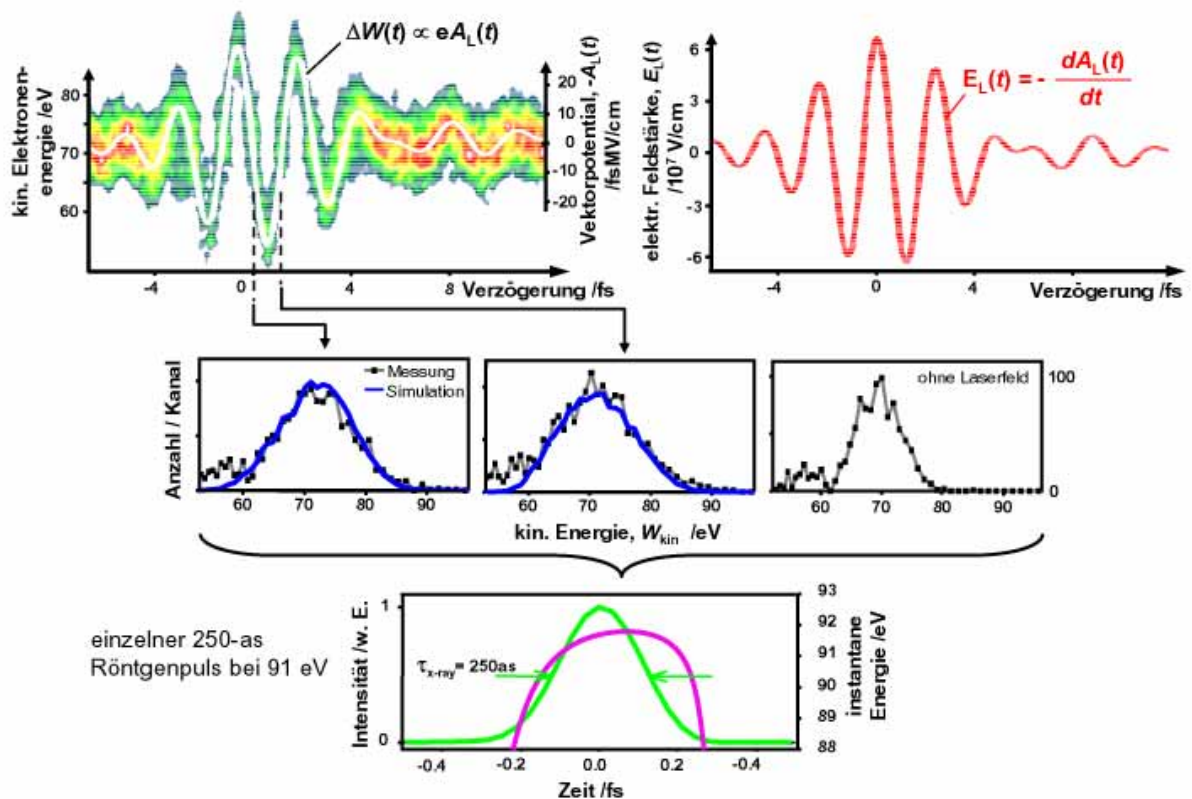



Abb. 2 Abtasten der elektrischen Feldschwingungen. Links oben: Spektrum der Photoelektronen für verschiedene Verzögerungszeiten in Falschfarbendarstellung. Die Verschiebung des Spektrums  $\Delta W$  entspricht dem Vektorpotential  $A_L(t)$  (weiße Kurve). Rechts oben: das durch Ableitung gewonnene elektrische Feld  $E_L(t)$  des Laserpulses. Unten: Aus drei Spektren der Messung wird die Röntgenpulsdauer bestimmt. Der Intensitätsverlauf (grün) und instantane Photonenenergie (rosa) können so rekonstruiert werden.

mit, was seine Endgeschwindigkeit in Richtung des  $E$ -Felds verändert. Nur wenn das Feld zum Geburtszeitpunkt gerade sein Minimum oder Maximum hat, erfährt das Elektron keine Beschleunigung.

Betrachtet man nur eine halbe Periode des Laserfeldes, zum Beispiel den Verlauf vom steigenden Nulldurchgang zum Maximum und wieder zum fallenden Nulldurchgang (grün in Abbildung 1), so entspricht der Verlauf des Impulsübertrags einer steigenden Sinuskurve mit Nulldurchgang an der Stelle des Maximums (Abbildung 1). Dieser Verlauf stellt eine Beziehung zwischen Elektronenemissionszeitpunkt und Impulsübertrag auf das Elektron dar. Durch diese Beziehung kann von dem gemessenen Elektronenspektrum der Zeitverlauf der Elektronenemission zurückgerechnet werden.

Auf diese Weise können wir also die Photoelektronen aus dem Neon vermessen und daraus die Dauer des Röntgenpulses bestimmen. Für diese Messung verschoben wir den Röntgenpuls an den Nulldurchgang des Impulsübertrags (Maximum des Feldes) und zeichneten das Elektronenspektrum auf. Dann führten wir die Messung an einem umgekehrten Nulldurchgang des Impulsübertrages durch und verglichen sie mit der ersten Messung. Über



den Vergleich dieser beiden Spektren und eines dritten Spektrums, das wir ohne Laserfeld aufnahmen, konnten wir die Röntgenpulsdauer bestimmen (Abbildung 2). Auf diese Weise konnten wir auch feststellen, ob sich die Frequenz der Trägerwelle über den zeitlichen Verlauf des Röntgenpulses ändert, denn diese beeinflusst die Pulsdauer. Die Daten ergaben, dass es sich um einen einzigen Röntgenpuls mit einer Pulsdauer von  $\tau_{x\text{-ray}} = 250 \pm 30$  as handelt und keine signifikante Frequenzänderung über die Zeitdauer des Pulses vorliegt [1].

Mit diesem kurzen Röntgenpuls konnten wir nun eine ganze Serie von Elektronenspektren zu verschiedenen Verzögerungszeiten über den gesamten Laserpuls hinweg messen. Damit zeichneten wir aufgrund des periodischen Impulsübertrags eine periodische Verschiebung des Spektrums auf. Auf diese Weise war es uns möglich, das Vektorpotential des Laserpulses zeitlich abzutasten. Da das Vektorpotential wie schon diskutiert dem Integral der elektrischen Feldstärke entspricht, konnten wir durch einfache Ableitung daraus den zeitlichen Verlauf der elektrischen Feldstärke bestimmen.

Bisher gab es keine Möglichkeit, auf andere Weise diesen extrem schnell veränderlichen Verlauf für einen Lichtpuls zu bestimmen. Mit unserem Verfahren konnten wir zum ersten Mal das elektrische Feld eines ultrakurzen Laserpulses vollständig charakterisieren, also seine räumliche Lage und seinen zeitlichen Verlauf (Abbildung 2). Dadurch konnten wir nun die Laserpulsdauer  $\tau_L = 4,3$  fs bestimmen und die Schwankung der Verzögerungszeit zwischen Laser- und Röntgenpuls auf maximal 100 as eingrenzen [2].

## **Literatur**

- [1] R. Kienberger et al., Nature **2004**, 427, 817.
- [2] E. Goulielmakis et al., Science **2004**, 305, 1267.