

## GROSSGERÄTE

# Alles im Fluss

Der supraleitende Elektronenbeschleuniger ELBE erzeugt als Sekundärstrahlung auch Infrarot- und THz-Photonen, Positronen, Neutronen und MeV-Röntgenquanten.

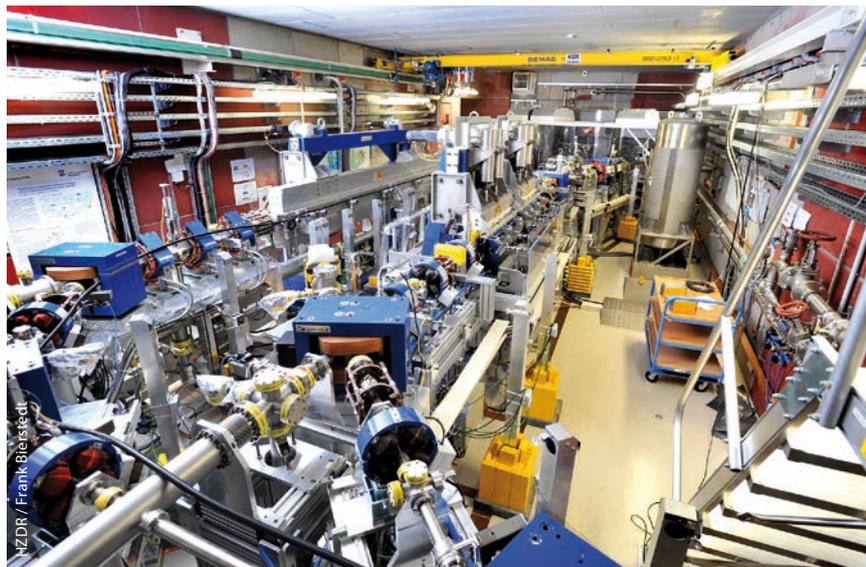
Manfred Helm, Peter Michel, Michael Gensch und Andreas Wagner

Knapp zehn Kilometer vom Flusslauf der Elbe entfernt liegt das Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf. Dort befindet sich ELBE – der Elektronen-Linearbeschleuniger für Strahlen mit hoher Brillanz und niedriger Emittanz. Diese Quelle für Sekundärstrahlung, sowohl für elektromagnetische als auch Teilchenstrahlen, ist in den letzten drei Jahren signifikant ausgebaut worden und bietet nun neue, verbesserte Experimentiermöglichkeiten.

Um Struktur und Eigenschaften von Materie im weitesten Sinne zu untersuchen, sind geeignete Sonden nötig: Das können elektromagnetische Wellen bzw. Photonen sein, vom niederfrequenten, langwelligen Terahertz-Bereich bis zu kurzwelligen Röntgenquanten, aber auch Teilchen wie Neutronen oder Positronen. Je nach Größe der relevanten Strukturen und Natur der gesuchten Eigenschaften eignet sich die eine Sonde besser als die andere. Mit den beschleunigten Elektronenpaketen bei ELBE lässt sich eine breite Palette an Sekundärstrahlen erzeugen, um damit z. B. kondensierte Materie zu untersuchen [1] (Abb. 1). Besondere Merkmale von ELBE sind die supraleitenden Beschleunigerstrukturen, die sehr hohe Ströme und damit sehr hohe Teilchenflüsse ermöglichen – unabhängig davon, ob es sich um Photonen, Positronen oder Neutronen handelt. All dies macht den Beschleuniger ELBE weltweit einzigartig und vereint zugleich unterschiedliche Wissenschaftsgebiete mit erheblichen Synergieeffekten.

Mit supraleitenden Hochfrequenzresonatoren lassen sich hohe elektrische Felder von rund 30 MV/m im kontinuierlichen Betrieb erzeugen. Solche Resonatoren, ursprünglich an DESY für das Elektronen-Positronen-Colliderprojekt TESLA entwickelt, kommen an ELBE zum Einsatz. Die Resonanzfrequenz von 1,3 GHz sorgt für eine extrem hohe Güte von über  $10^{10}$ . Ein solcher Resonator arbeitet nahezu verlustfrei und ist in der Lage, ohne nennenswerten Wärmeeintrag in das Resonatormaterial dauerhaft ein hohes Feld zu erzeugen und Elektronenpakete kontinuierlich zu beschleunigen. Diese Betriebsweise heißt „quasi-continuous wave-mode“ (cw).

An ELBE lässt sich mit vier derartigen, neunzelligen Resonatoren ein für Linearbeschleuniger extrem hoher Strahlstrom von bis zu 1,6 mA auf eine Energie von fast 40 MeV beschleunigen (Abb. 2). Die Technologie, um



Mit den intensiven Lichtpulsen der Freie-Elektronen-Laser bei ELBE lassen sich Materiezustände und deren Dynamik untersuchen.

TESLA-Resonatoren cw-fähig zu machen, wurde im Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR) vor etwa 15 Jahren entwickelt und seitdem über ein deutsches mittelständisches Unternehmen weltweit vermarktet. Neben dem hohen Strom und den flexiblen Pulswiederholraten bis in den MHz-Bereich hinein liefert ELBE sehr hohe Spitzenströme, also viele Ladungen in möglichst kurzen Pulsen. Sie erreichen einige hundert Ampere und sind notwendig, um kohärente Infrarot- und THz-Strahlung zu erzeugen. Außerdem entstand in den vergangenen Jahren am HZDR die Technologie für eine supraleitende Hochfrequenz-Elektronenquelle, die für zukünftige große internationale Beschleunigerprojekte unverzichtbar sein wird.

## KOMPAKT

- Der supraleitende Elektronenbeschleuniger ELBE kann Sekundärstrahlen aus Photonen und anderen Teilchen mit sehr hohen Flüssen erzeugen.
- Die Freie-Elektronen-Laser liefern einen kontinuierlichen Pulszug mit MHz-Repetitionsrate.
- Die hohen Repetitionsraten, auch bei den neuen super-radianten THz-Quellen, ermöglichen empfindliche Messungen mit starken elektrischen Feldern und hoher Zeitauflösung.

Prof. Dr. Manfred Helm, Dr. Peter Michel, Dr. Michael Gensch, Dr. Andreas Wagner, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Bautzner Landstr. 400, 01328 Dresden

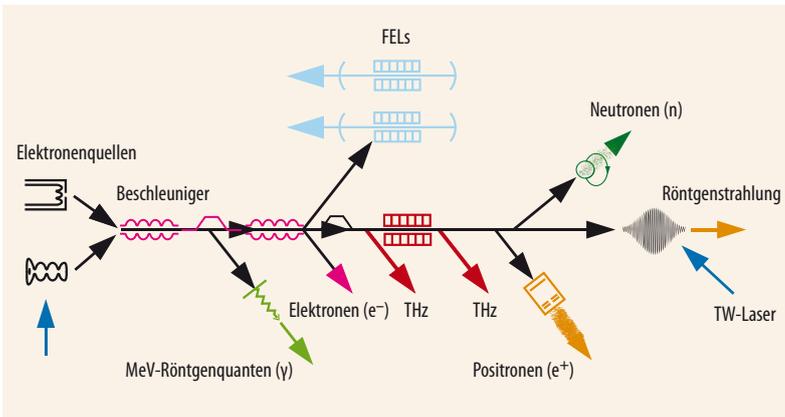


Abb. 1 Vom ELBE-Beschleuniger zweigen verschiedene Quellen für vielseitig einsetzbare Sekundärstrahlung ab.

### Sekundäre Strahlen

Mit dem Elektronenbeschleuniger lassen sich sehr unterschiedliche Arten von Sekundärstrahlung erzeugen: Infrarot-, THz-, Röntgenstrahlung, aber auch Positronen und Neutronen. Zwar gibt es für all diese Strahlungsarten weltweit dedizierte und hochspezialisierte Quellen, jedoch befinden sich nur sehr wenige an einem supraleitenden Beschleuniger. Genau dies erlaubt aber extrem hohe mittlere Strahlströme, die für alle Sekundärstrahlen zu einzigartigen Eigenschaften führen.

An ELBE gibt es zwei Freie-Elektronen-Laser (FEL), die den Wellenlängenbereich von 4 bis 250  $\mu\text{m}$  abdecken, was Frequenzen von 75 bis 1,2 THz entspricht. Dabei fliegen relativistische Elektronen durch eine periodische Magnetfeldanordnung (Undulator) und emittieren Photonen der Wellenlänge

$$\lambda = (\lambda_u / 2\gamma^2) (1 + \kappa^2 / 2)$$

mit

$$\kappa = e B_0 \lambda_u / 2\pi m_e c \sim 1.$$

Hierbei ist  $\lambda_u$  die Undulatorperiode (typisch einige Zentimeter),  $\gamma$  der Lorentz-Faktor und  $\kappa$  der Undulatorparameter mit Magnetfeld  $B_0$  auf der Undulatorachse, Elektronenmasse  $m_e$  und Lichtgeschwindigkeit  $c$ . Die Wellenlänge ist somit über die Elektronenenergie oder das Undulatorenmagnetfeld einzustellen. Undulatorstrahlung und Magnetfeld führen zusammen zu einer longitudinalen Dichtemodulation des Elektronenpulses (Microbunching). Befindet sich die ganze Anordnung in einem optischen Resonator, wird bei jedem Umlauf Energie vom Elektronen- zum Photonensystem transferiert und die Strahlung kohärent verstärkt.<sup>1)</sup> Die Umlaufzeit im Resonator muss dabei äußerst präzise an die Pulsfrequenz der Elektronenpulse (hier 13 MHz) angepasst sein. Daher ist es erforderlich, den 11,5 Meter langen Resonator auf wenige

Mikrometer genau einzustellen und automatisch zu stabilisieren (Abb. 3).

Die optischen Pulse haben in erster Näherung eine Länge von  $N$  optischen Zyklen, wenn  $N$  die Zahl der Undulatorperioden ist. Für große Wellenlängen nehmen die Pulsdauern (in der Größenordnung von Pikosekunden) demnach zu. Die relative spektrale Breite liegt bei ein bis zwei Prozent. Sehr große Wellenlängen und hohe Strahlungsleistungen bei gleichzeitig schmaler Bandbreite lassen sich am besten mit beschleunigerbasierten Laserquellen erreichen, trotz großer Fortschritte bei den Table-Top-Terahertzquellen [2]. Dabei können externe Laser mit den FEL-Pulsen synchronisiert werden, was Pump-Probe-Messungen mit unterschiedlichen Wellenlängen für Anregung und Abfrage ermöglicht.

Auch ohne optischen Resonator ist es möglich, die emittierte Strahlung kohärent („superradiant“) zu überhöhen, solange ihre Wellenlänge größer als die Elektronenpulslänge ist [3]. Auf diesem Prinzip beruhen die beiden neuen Terahertzquellen, die sich gerade im Aufbau befinden [4]. Im einen Fall handelt es sich um einen Undulator mit nur acht Perioden, der Strahlung zwischen 0,1 und 3 THz mit etwa 20 Prozent spektraler Breite erzeugt. Breitbandige THz-Strahlung, die in der Zeitdomäne einem einzigen Wellenzyklus entspricht, erzeugt der Elektronenstrahl beim Durchgang durch eine Folie oder Blende. Dies nennt man Übergangs- bzw. Diffraktionsstrahlung. Die superradiante THz-Strahlung unterscheidet sich durch die größeren Wellenlängen, aber auch durch die flexibel einstellbaren Wiederholraten der Pulse von der Strahlung des FEL. Dadurch sind bei niedrigen Wiederholraten von 100 kHz enorme Pulsenergien von 100  $\mu\text{J}$  und mehr zu erreichen [5]. Die Pulse sind stabil in Amplitude und Phase. Damit sind Experimente mit so genannter Sub-Cycle-Auflösung, bis hinab zu 10 fs, möglich.

Das andere Ende des Wellenlängenspektrums bilden MeV-Röntgenstrahlen, die beim

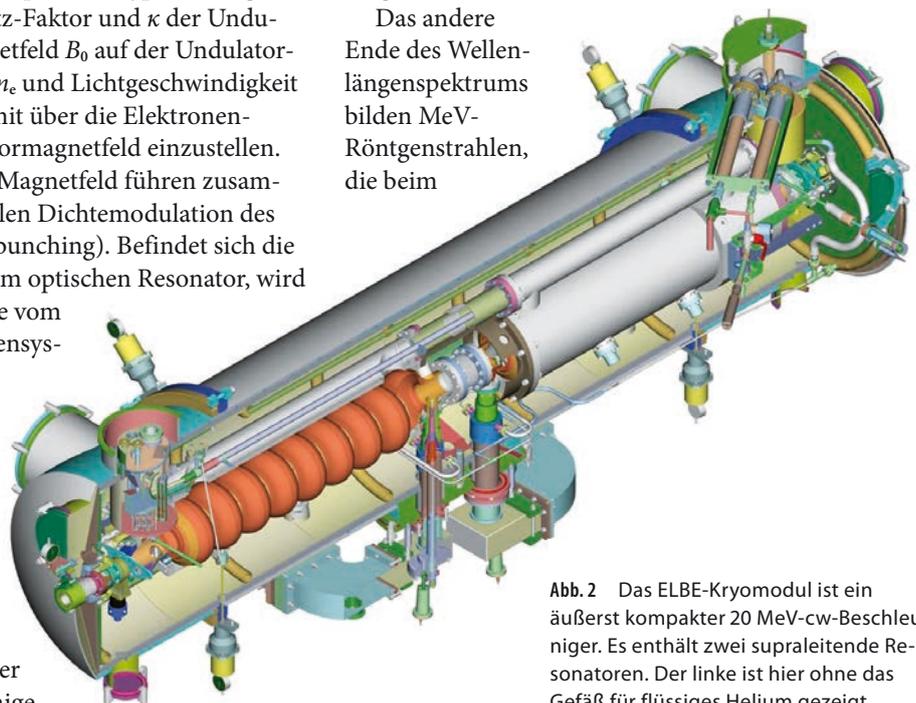


Abb. 2 Das ELBE-Kryomodul ist ein äußerst kompakter 20 MeV-cw-Beschleuniger. Es enthält zwei supraleitende Resonatoren. Der linke ist hier ohne das Gefäß für flüssiges Helium gezeigt.

1) Anders als bei FLASH am DESY, der im Gegensatz dazu ohne optischen Resonator auskommt und nach dem SASE-Prinzip funktioniert, vgl. Physik Journal, April 2008, S. 37

Stoß relativistischer Elektronen mit den Atomen einer dünnen Targetfolie entstehen (Bremsstrahlung). Das Spektrum ist kontinuierlich, der Photonenfluss kann etwa  $10^9 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$  am Target erreichen. Dieses Verfahren erlaubt es, polarisierte hochenergetische Röntgenstrahlen zu erzeugen. Die Anwendungen reichen von Kernstrukturuntersuchungen über astrophysikalische Fragen und Materialforschung bis zur Entwicklung neuer Detektoren [6].

Über die Bremsstrahlung in einem massiven Target entstehen als „tertiäre“ Strahlen Positronen- und Neutronenstrahlen. Die in einem Flüssig-Blei-Target erzeugten Bremsstrahl-Photonen können eine Kernreaktion im selben Targetmaterial auslösen und einen gepulsten Neutronenstrahl hervorrufen. Die zeitliche Struktur von Neutronen- und Elektronenpuls stimmen überein, daher lässt sich mittels Flugzeittechnik die Energie der auf der Probe auftreffenden Neutronen mit einer Auflösung von bis zu einem Prozent bestimmen. Die Photon-Neutronenquelle an ELBE hat eine Stärke von bis zu  $2 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$  und eignet sich vor allem dazu, Wirkungsquerschnitte neutroneninduzierter nuklearer Prozesse energieaufgelöst zu bestimmen [7].

Die hochenergetischen Photonen der Bremsstrahlung erzeugen über Paarbildung Positronen, deren Zerfall durch die beiden resultierenden Photonen mit der Energie 511 keV nachzuweisen ist. Dieser Vorgang bildet die Grundlage für die Positronen-Emissions-Tomographie in der Medizin. Bei ELBE dienen Positronen dazu, Materialdefekte wie Leerstellen und Hohlräume zu untersuchen. Die Positronen lassen sich direkt in der Probe erzeugen. Dabei werden ihre Lebensdauer und die Doppler-Verbreiterung der Annihilationslinie mit einer Kombination aus Bariumfluorid-Szintillationsdetektoren (hohe Zeitauflösung) und Germanium-Halbleiterdetektoren (hohe Energieauflösung) gemessen, um Korrelationen zwischen Lebensdauer und Impulsverteilung zu bestimmen. Dieser Aufbau eignet sich für Volumenproben, Flüssigkeiten, Gase, biologisches Material sowie für Proben mit intrinsischer Radioaktivität wie Reaktorstähle, weil störender Untergrund unterdrückt ist [8]. Zudem lässt sich ein Strahl monoenergetischer Positronen erzeugen, deren Energie nach Thermalisierung in einer Moderatorfolie kontrolliert zwischen 500 eV und 15 keV einzustellen ist. Damit sind in Dünnschicht-Proben variable Eindringtiefen zwischen einigen Nanometern und zwei Mikrometern möglich. Die zeitliche Auflösung beträgt zurzeit etwa 250 ps.<sup>2)</sup>

In Zukunft wird es an ELBE auch monochromatische Röntgenpulse geben. Diese entstehen bei der Kollision von Elektronen mit Pulsen aus Hochleistungslasern (>100 Terawatt) durch Thomson-Streuung. Entsprechende Lasersysteme befinden sich derzeit im Aufbau. Somit kann ein eher kleiner Elektronenbeschleuniger als Quelle verschiedenster Strahlungsarten für zahlreiche Anwendungen dienen. Seit 2004 ist ELBE als Nutzereinrichtung in Betrieb. Schrittweise kamen immer mehr Strahlungsarten hinzu.<sup>3)</sup>

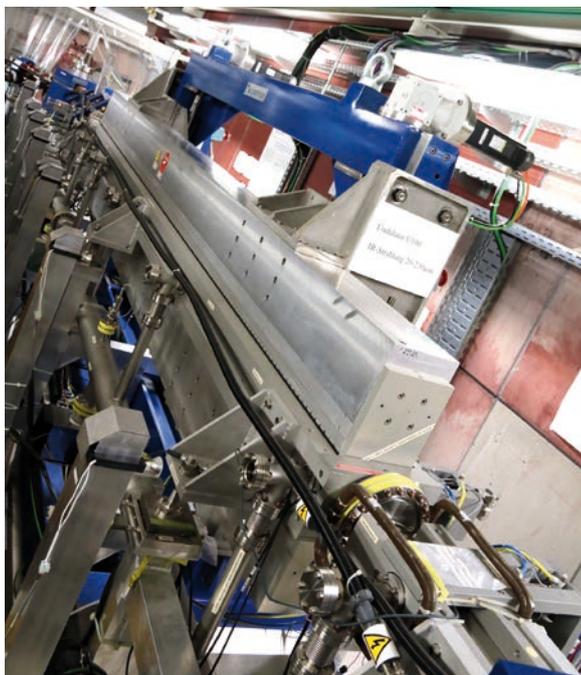


Abb. 3 Der FEL-Undulator für längere Wellenlängen von 20 bis 250  $\mu\text{m}$  besteht aus 38 Perioden von Permanentmagneten mit einer Periodenlänge von 100 mm.

### Spektroskopie von Festkörpern

Warum ist es in der Festkörperphysik nun so interessant und wichtig, über intensive THz-Quellen für die Spektroskopie zu verfügen? Viele grundlegende, insbesondere chemische Eigenschaften von Atomen, Molekülen und Festkörpern sind durch Energien im Bereich von Elektronenvolt bestimmt, etwa Ionisationspotentiale oder Bandlücken. Andererseits gibt es in Festkörpern viele niederenergetische Anregungen zwischen 1 und 100 meV (100 meV entsprechen etwa 24 THz), welche die Materialeigenschaften oft entscheidend beeinflussen. Beispiele sind die Energie von Gitterschwingungen (Phononen) oder die Bindungsenergie von Exzitonen oder Störstellen in Halbleitern, welche die elektrischen Leitungseigenschaften bestimmen.

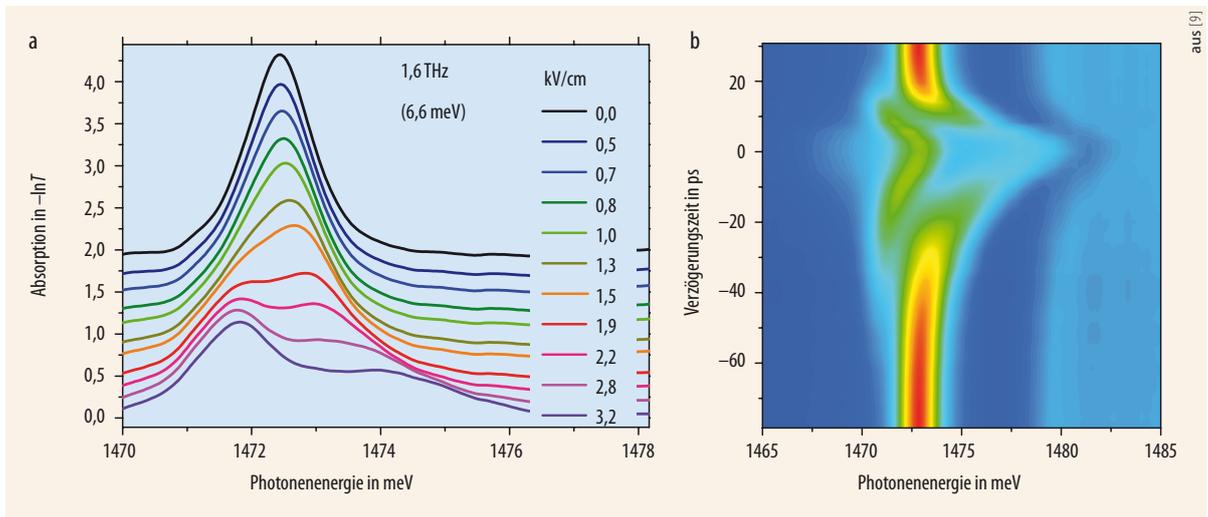
In den THz-Bereich fallen charakteristische Quasiteilchenanregungen bei vielen kollektiven Effekten, z. B. Ladungssoszillationen (Plasmonen) in Halbleitern, Magnonen (Spinwellen) in Ferro- oder Antiferromagneten oder die Energielücke in Supraleitern. Um solche Quasiteilchen spektral selektiv anzuregen oder zu manipulieren, ist eine intensive THz-Quelle nötig, die wie die Undulator- und FEL-Strahlung zugleich schmalbandig und durchstimmbare ist. Meist finden Pump-Probe-Experimente statt, wobei ein erster schmalbandiger FEL-Puls zur Anregung dient und ein zweiter Puls zur Abfrage der induzierten Änderungen. Der Abfragepuls kann auch eine andere Wellenlänge haben und z. B. von einem Standard-Kurzpulslaser stammen.

Zwei Experimente aus den letzten Jahren repräsentieren die beiden Arten von Untersuchungen, entweder des Einflusses der hohen Intensitäten und der damit assoziierten hohen elektrischen Felder oder der Dynamik von Relaxationsprozessen auf der Pikosekundenskala.<sup>4)</sup> Ein Beispiel aus der ersten Kategorie ist die erste Beobachtung der Rabi-Aufspaltung in einem intra-exzitonen Übergang [9]. Dieser nichtlineare

2) Dieser Aufbau wurde in Kooperation mit Reinhard Krause-Rehberg von der Universität Halle-Wittenberg errichtet.

3) Zweimal im Jahr können Anträge auf Strahlzeit an ELBE gestellt werden, die von einem internationalen Komitee begutachtet werden. Mehr unter [www.hzdr.de/elbe-user](http://www.hzdr.de/elbe-user)

4)  $1 \text{ MW/cm}^2$  entspricht im Vakuum einer elektrischen Feldstärke von 27,5 kV/cm



**Abb. 4** Die exzitonische Absorption (1s-Peak) einer Halbleiterstruktur variiert für verschiedene Anregungsfeldstärken des FEL-Pulses (a), der den intra-exzitonischen 1s-2p-Übergang pumpt. Trägt

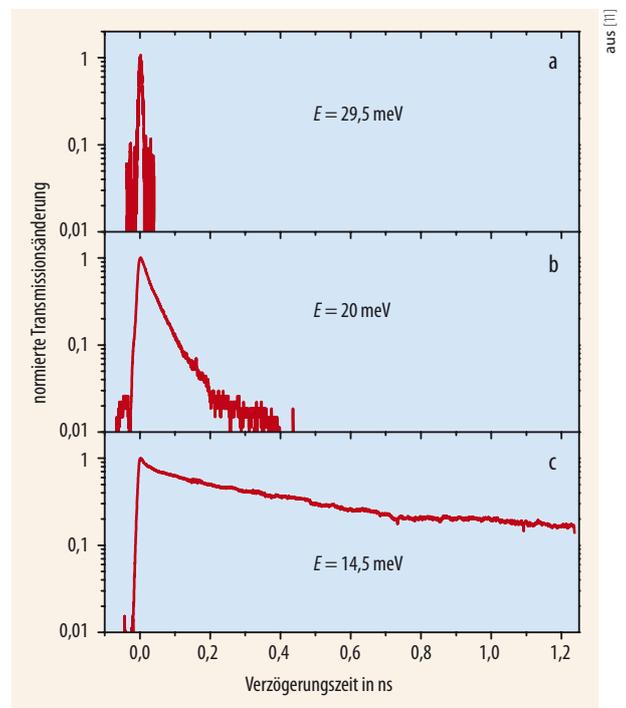
man zusätzlich die Zeitverzögerung zwischen FEL- und NIR-Puls auf (bei etwas größerer Photonenergie), zeigt sich (b): Das elektrische Feld ändert sich kontinuierlich entlang der Zeitachse, ent-

sprechend der FEL-Pulsform. Die Aufspaltung taucht auf und verschwindet wieder. Hierbei stellt die Farbskala die Absorptionsstärke dar.

Effekt ist aus der Quantenoptik eines Zwei-Niveau-Systems wohlbekannt: Koppelt ein starkes, resonantes Laserfeld zwei Energieniveaus, spalten die nunmehr gemischten Licht-Elektron-Zustände („dressed states“) gemäß des AC-Stark-Effekts bzw. der Rabi-Aufspaltung auf. Dieser Effekt ist proportional zum elektrischen Feld und zum Übergangsdipolmoment,  $\hbar\Omega = \mu_{12} F$ , wobei  $\Omega$  die Rabi-Frequenz ist,  $\mu_{12}$  das Dipolmatrixelement und  $F$  das elektrische Feld des Laserstrahls. Den 1s-2p-Übergang (Terminologie wie im Wasserstoffatom) von Exzitonen (durch Coulomb-Anziehung gebundene Elektron-Loch-Paare) im Halbleiter InGaAs pumpt man dabei resonant mit einer Photonenergie von 6,6 meV, d. h. bei 1,6 THz oder einer Wellenlänge von 187  $\mu\text{m}$ . Mithilfe eines Femtosekundenpulses, der zeitlich und räumlich mit dem FEL-Puls überlappen muss, wird die Absorption am exzitonischen 1s-Peak im nahen Infrarot (NIR) abgefragt. Dieser Vorgang ist auch umgekehrt zu deuten: Zuerst erzeugt der NIR-Puls die Exzitonen, danach wird deren interner 1s-2p-Übergang gepumpt; in Wirklichkeit laufen beide Vorgänge gleichzeitig ab. Bei der Exziton-Absorption für ansteigende Intensitäten bzw. Feldstärken zeigt sich deutlich die Rabi-Aufspaltung, allerdings mit einer leichten Asymmetrie, die sich bei hohen Feldern immer weiter ausprägt (Abb. 4a). Um die Asymmetrie zu erklären, reicht ein einfaches Modell nicht aus. Stattdessen ist es erforderlich, höhere Exziton-Zustände zu berücksichtigen [10]. Daten bei einer Photonenergie von 8,2 meV (151  $\mu\text{m}$ ) in einer zweidimensionalen Darstellung belegen, dass sich entlang der Zeitachse das elektrische Feld entsprechend dem Verlauf des FEL-Pulses ändert (Abb. 4b). Deutlich ist zu erkennen, wie die Aufspaltung einsetzt, wenn FEL- und NIR-Puls überlappen.

Ein Beispiel für die Pikosekunden-Relaxationsdynamik sind die vor einigen Jahren durchgeführten Experimente an Halbleiter-Quantenpunkten [11], also

an quasi-nulldimensionalen Halbleiternanostrukturen, in denen die Elektronenbewegung in allen drei Raumrichtungen quantisiert ist („künstliche Atome“). Hierbei wurden verschiedene Proben mit InAs-Quantenpunkten, gewachsen mit Molekularstrahlepitaxie auf GaAs [12], untersucht. Anregepulse brachten Elektronen aus dem Grundzustand in den ersten angeregten Zustand, und die anschließende Relaxation ließ sich durch die Transmissionsänderung eines Abfragepulses analysieren. Bei dieser Messung zeigte sich, dass die



**Abb. 5** Die Transmissionsänderung von Quantenpunkt-Proben mit verschiedenen Energieabständen  $E$  zwischen Grundzustand und erstem angeregten Zustand lässt sich als Funktion der Verzögerung zwischen Pump- und Probestrahl messen: Die beobachtete Relaxationszeit variiert abhängig von der Photonenergie zwischen 2 ps (a) und 1,5 ns (c).

Relaxationszeit spektakulär vom Abstand der Energieniveaus und damit von der Größe der Quantenpunkte abhängt: Änderte sich der Energieabstand um den Faktor zwei (also von 30 auf 15 meV), variierte die Relaxationszeit um ganze drei Größenordnungen von zwei Pikosekunden auf 1,5 Nanosekunden (Abb. 5). Grund dafür ist die große Wechselwirkung der vollständig quantisierten Elektronen mit den optischen Phononen (Energie 36 meV) in einem gekoppelten Zustand, dem „Quantenpunkt-Polaron“, und dem anschließenden anharmonischen Zerfall des phononischen Anteils in verschiedene akustische Phononen. Derart lange Relaxationszeiten machen Hoffnung, diese Technik für neuartige THz-Laser oder für die Quanteninformationsverarbeitung anzuwenden. Für letzteres muss die Dephasierung ebenso langsam erfolgen wie die Populationsdynamik, was die Daten eines späteren Vierwellenmisch-Experiments zeigten [13].

### Getriebene Dynamik

Viele interessante Phänomene in Festkörpern wie Phasenübergänge lassen sich durch starke elektrische Felder induzieren oder steuern. Oft jedoch zerstört ein starkes Gleichfeld (DC) die Probe. THz-Felder, die nur aus wenigen Oszillationszyklen bestehen, bieten die Möglichkeit, derartige Phänomene nicht-destruktiv und möglichst in Echtzeit zu untersuchen, da die hohen Felder nur für wenige Pikosekunden einwirken. Die superradianten THz-Quellen sind aufgrund ihrer Amplituden-Phasen-Stabilität und der hohen erzielbaren Felder von bis zu 10 MV/cm dafür prädestiniert, denn die Stärke entspricht den in Atomen vorkommenden Feldstärken. Außerdem erreicht das Magnetfeld eine Stärke im Tesla-Bereich ( $B = E/c$ ).

Der Vorteil gegenüber konventionellen Table-Top-THz-Quellen besteht vor allem in den hohen Wiederholraten bis 100 kHz und Pulsenergien bis 100 µJ. Damit ist es neben einer verbesserten Statistik möglich, zusätzlich Abfragetechniken anzuwenden, die hohe Wiederholraten erfordern (z. B. zeitaufgelöste Photoelektronen-Spektroskopie). Erste Experimente widmeten sich der Anregung von kohärenten Spinwellen in Antiferromagneten [4]. Dabei zeigt sich der Vorteil der hohen Wiederholrate für das Signal-zu-Rausch-Verhältnis im Vergleich zu laserbasierten Quellen.

### Positronen für die Materialforschung

Treffen Positronen auf Elektronen des Materials, annihilieren sie direkt oder über die zwischenzeitliche Bildung eines dem Wasserstoff ähnlichen gebundenen Zustands, des Positroniums. Beide Varianten haben charakteristische Zeitskalen: Während die Lebensdauer des Spin-Singulett-Grundzustandes (Para-Positronium) im Vakuum bei 125 ps liegt, kann der Spin-Triplett-Grundzustand (Ortho-Positronium) auf-

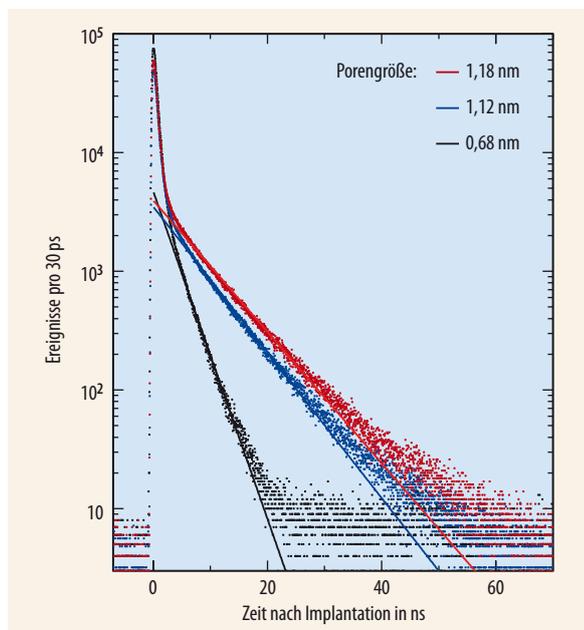


Abb. 6 Zeitliche Verteilung der Annihilationsphotonen von Positronen in 1 µm dicken Schichten aus unterschiedlich behandelten low-*k*-Materialien: Aus den Anpassungen (Linien) leiten sich die dominierenden Porengrößen ab. Stöße des gebildeten Ortho-Positroniums mit den Wänden der Poren verkürzen die Lebensdauer auf etwa 3 bis 8 ns gegenüber der Vakuumlebensdauer von 142 ns.

grund der Drehimpulserhaltung nur über die Emission von drei Photonen mit einer Lebensdauer von 142 ns zerfallen. In Materie können sich diese Lebensdauern durch atomare Stöße wiederum stark verändern.

Je nach der mikroskopischen Struktur des Materials beeinflussen die elementaren Annihilationsprozesse auf charakteristische Weise und messbar die Lebensdauer und Energieverteilung der erzeugten Photonen. In Metallen ist die Ladung der Positronen so durch die Leitungselektronen abgeschirmt, dass sich kein Positronium bilden kann. In Metallen geschieht demnach bevorzugt die Annihilation mit Spin-antiparallelen Elektronen über zwei Photonen. Somit ist die Wahrscheinlichkeit dafür, dass das Positron in Materie annihiliert, proportional zur Elektronendichte am Ort des Positrons. Ändert sich in einem Festkörper die lokale Elektronendichte etwa durch Gitterfehler wie Punktdefekte (Einzel- oder Mehrfachleerstellen), Fremdatome, Versetzungen oder Korngrenzen, ändern sich auch die Annihilationswahrscheinlichkeit und die Lebensdauer der Positronen. Die Lebensdauer in ungestörtem Eisen beträgt 108 ps, bei Einzelleerstellen 175 ps und bei Doppelleerstellen 200 ps. Da Leerstellen in der Regel durch das Fehlen des positiv geladenen Atomkerns weniger abstoßend wirken, fangen sie diffundierende Positronen ein, wodurch sich relative Defektkonzentrationen unter  $10^{-8}$  (in Silizium) untersuchen lassen. Bei der Annihilation mit einem gebundenen Elektron verschiebt sich zudem die Annihilationslinie durch die Schwerpunktsbewegung, womit Rückschlüsse auf die chemische Umgebung möglich sind.

In Gasen, Flüssigkeiten und Isolatoren oder porösen Materialien kann sich Positronium bilden, das

Parameter von ELBE	
<b>Beschleuniger</b>	
Maximale Energie	32 MeV / 40 MeV <sup>9)</sup>
Maximale Pulsladung	0,1 nC / 1 nC <sup>9)</sup>
Maximaler Strahlstrom	1,6 mA
Maximale Wiederholrate	26 MHz
<b>THz-Strahlung (FELs und superradiante THz-Quelle)</b>	
Frequenzbereich	0,1 – 75 THz
Maximale Pulsenergie	2 $\mu$ J / 100 $\mu$ J <sup>9)</sup>
Pulslänge	1 – 25 ps (Fourier limitiert)
Maximale Wiederholrate	13 MHz
Maximale Strahlleistung	50 W
<b>Positronen</b>	
Energie	0,5 – 15 keV
Pulslänge	250 ps
Wiederholrate	typisch 1,625 MHz
Maximaler Positronenfluss	10 <sup>6</sup> s <sup>-1</sup>

5) mit supraleitender Hochfrequenz-Elektronenquelle

die Zeit bis zur Annihilation deutlich verlängert. Im Fall der (mikro-)porösen Materialien hängen Lebensdauer und Porengröße monoton zusammen [14]. Dadurch ist es möglich, die Porengrößenverteilung zwischen 1 und 100 nm zu charakterisieren. Im Gegensatz zu Intrusionsmethoden ist dies auch bei geschlossenen Porensystemen möglich. Diese Methode bildet derzeit eine Hauptanwendung der Positronenannihilation an ELBE. So gelang es kürzlich, die Porengröße in 1  $\mu$ m dünnen Schichten aus porösem SiO<sub>2</sub> zu untersuchen. Aufgrund der porösen Struktur vermindert sich die Dielektrizitätskonstante des Materials, was höhere Schaltzyklen in mikroelektronischen Schaltkreisen erlauben könnte (sog. low-*k*-Materialien). Die Energie der Positronen wurde mit 5 keV gewählt, um eine mittlere Eindringtiefe von 450 nm zu erreichen. Aus der Anpassung der Lebensdauerverteilungen (Abb. 6) mit variablen Lebensdauern (als Geraden zu sehen) ergeben sich Porengrößen von 0,68 bis 1,18 nm [15].

Zu weitergehenden Untersuchungen installieren wir zurzeit eine Abscheidungskammer, in der sich die Defekte in-situ während der Entstehung, d. h. während der Abscheidung einer Materialschicht, analysieren lassen. Erste Untersuchungen wurden bereits für defektreiche Oxide und Metalle an einer Vorstufe des Systems durchgeführt, etwa der Einfluss von Leerstellen auf den magnetischen Phasenübergang zwischen der ferromagnetischen, ungeordneten A2-Phase zur paramagnetischen, geordneten B2-Phase in Fe<sub>60</sub>Al<sub>40</sub> [16].

### Ausblick

Zu den vielen vorteilhaften Parametern von ELBE (Tabelle) kommt die räumlichen Auflösung hinzu, die hier aus Platzgründen nur kurz erwähnt sei. Am FEL und bald auch an der superradianten THz-Quelle sind Nahfeldmikroskope in Betrieb, um lokale Strukturen auf einer Skala unter 100 nm in diesem Spektralbereich zu untersuchen [17]. In Zukunft ist geplant, dies mit der Pikosekunden-Zeitauflösung zu kombinieren, um die zeitliche Entwicklung lokal induzierter Änderungen verfolgen zu können. Außerdem lässt sich der FEL in

das benachbarte Hochfeldmagnetlabor leiten, um Experimente in gepulsten Magnetfeldern durchzuführen [18]. Die Möglichkeiten von ELBE sind also noch längst nicht ausgereizt.

\*

Wir danken herzlich allen Kolleginnen und Kollegen, die an den vielfältigen Experimenten ganz wesentlich beteiligt waren, ganz besonders jedoch Stephan Winlerl, auch für seine Unterstützung bei diesem Artikel.

### Literatur

- [1] F. Gabriel et al., Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B **161**, 1143 (2000)
- [2] J. Jonuscheit, Physik Journal, März 2011, S. 18; J. Jonuscheit, M. Herrmann und R. Beigang, Physik Journal, Januar 2009, S. 31
- [3] G. L. Carr et al., Nature **420**, 153 (2002)
- [4] B. Green et al., Sci. Rep. (2015), eingereicht
- [5] Z. Wu et al., Rev. Sci. Instrum. **84**, 022701 (2013)
- [6] R. Schwengner et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A **555**, 211 (2005)
- [7] R. Hannaske et al., Eur. Phys. J. A **49**, 137 (2013)
- [8] M. Butterling et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B **269**, 2623 (2011)
- [9] M. Wagner et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 167401 (2010); M. Teich et al., New J. Phys. **15**, 065007 (2013)
- [10] M. Teich et al., Phys. Rev. B **89**, 115311 (2014)
- [11] E. A. Zibik et al., Nature Materials **8**, 803 (2009)
- [12] D. Bimberg, Physik Journal, August/September 2006, S. 43
- [13] M. Teich et al., Appl. Phys. Lett. **103**, 252110 (2013)
- [14] S. J. Tao, J. Chem. Phys. **56**, 5499 (1972); M. Eldrup et al., Chem. Phys. **63**, 51 (1981)
- [15] M. Jungmann et al., J. Phys.: Conf. Ser. **443**, 012088 (2013)
- [16] M. O. Liedke et al., J. Appl. Phys. **117**, 163908 (2015)
- [17] S. Kehr et al., Nat. Commun. **2**, 249 (2011)
- [18] S. A. Zvyagin et al., Rev. Sci. Instrum. **80**, 073102 (2009); M. Ozerov et al., Phys. Rev. Lett. **113**, 157205 (2014)

### DIE AUTOREN

**Manfred Helm** (FV Halbleiterphysik) ist seit 2000 Professor an der TU Dresden und zugleich Direktor am Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung am HZDR. Dort betreibt er Halbleiterphysik und THz-Spektroskopie und hat den FEL seit Beginn als In-House-Nutzer begleitet.



**Peter Michel** (FV Hadronen und Kerne) wechselte 1998 von der experimentellen Kern- und Teilchenphysik zur Beschleunigerphysik. Seit 2000 leitet er die Strahlungsquelle ELBE in Rossendorf.

**Michael Gensch** (FV Oberflächenphysik) war ab 2010 als leitender Wissenschaftler am HZDR für den Aufbau der neuen THz Strahlungsquellen verantwortlich. Seit 2015 leitet er eine Arbeitsgruppe für Hochfeld-THz getriebene Phänomene.



**Andreas Wagner** (FV Hadronen und Kerne) wechselte 1999 ans HZDR. Seit 2004 leitet er die Abteilung Kernphysik, die sich mit Grundlagen und Anwendung kernphysikalischer Methoden befasst.