

Terahertz-Physik im Nichtgleichgewicht, Teil 2

Die Suche nach Terahertz-Materialien

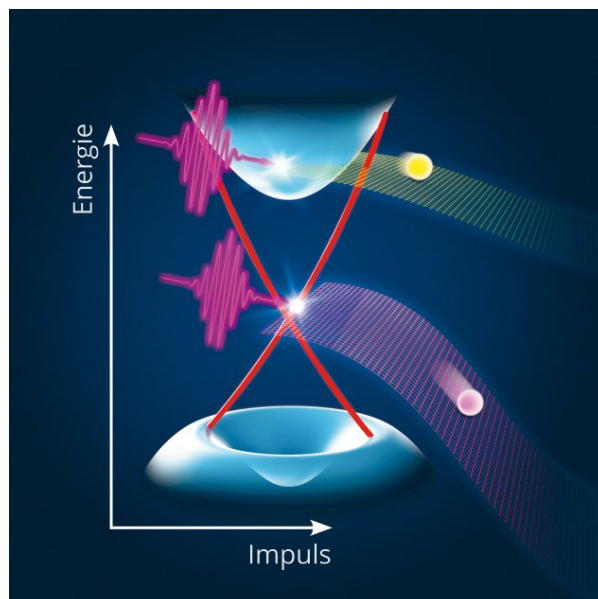
JAN-CHRISTOPH DEINERT | SERGEY KOVALEV | MICHAEL GENSCH

Der Terahertz-Frequenzbereich umfasst ein technisch wenig erschlossenes Grenzgebiet im elektromagnetischen Spektrum. Es ist aber besonders interessant, weil es viele Eigenfrequenzen verschiedener, komplexer Quantenphänomene enthält. Teil 2 widmet sich den Dirac-Materialien wie Graphen und topologischen Isolatoren, die extrem stark mit Terahertz-Feldern wechselwirken.

Im ersten Teil dieser kleinen Serie haben wir dargelegt, warum der Terahertz-Frequenzbereich physikalisch so interessant ist, insbesondere für die Untersuchung komplexer Quantenphänomene in Materialien. Allerdings erfordert dies besonders intensive Terahertz-Lichtpulse, deren Erzeugung bislang einen großen technischen Aufwand erfordert. Zwei Wege zu ihrer Erzeugung haben wir im ersten Teil vorgestellt, zum einen basierend auf optischen Lasern, zum anderen auf Elektronenbeschleunigern anhand des Beispiels der TELBE-Terahertz-Quelle am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf.

Für die Festkörperphysikalische Forschung, zudem für die technologische Anwendung in Sensoren und Detektorsystemen, sind noch kompaktere, günstigere, im besten Fall mit Strom antreibbare, chipintegrierbare Terahertz-Quellen von höchstem Interesse. Der Schlüssel hierzu sind neue Terahertz-Materialien. Überdies wären die gleichen oder ähnliche Materialien oft auch für miniaturisierte, effiziente Frequenzkonverter geeignet, die beispielsweise die Taktgeschwindigkeiten optoelektronischer Bauteile massiv steigern können. Gesucht werden also Materialien und ihre technologische Implementierung, die Signale aus der Welt der Elektronik in den Terahertz-Bereich „heben“ können.

Grundvoraussetzung hierfür sind Materialien mit starken nichtlinearen Eigenschaften. Als besonders geeignet erweisen sich Quantenmaterialien, in denen die freien Ladungen einem elektrischen Wechselfeld im Sub-Terahertz-



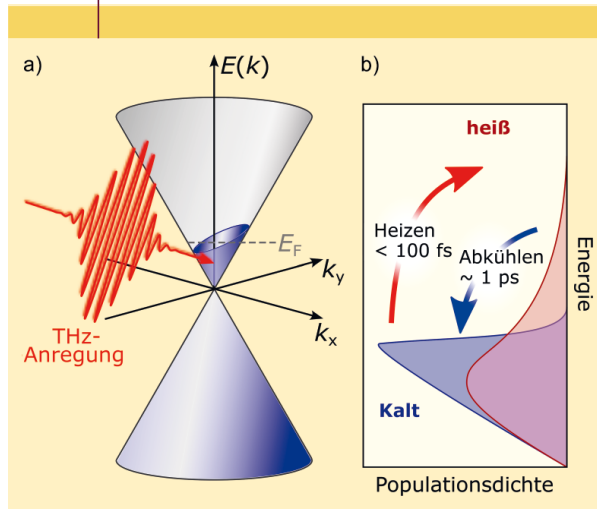
Terahertz-Pulse (von links) treffen auf einen topologischen Isolator. Sie regen die Elektronen an, deren mögliche Zustände durch Energiebänder vorgegeben sind. Die Bänder im Inneren des Materials (blau) sind ausgebreitet und weisen eine große Energielücke auf, die das Material hier zum elektrischen Isolator macht. Völlig anders verhält es sich an der Oberfläche: Die dort entstehenden Bänder (rot) überbrücken die Energielücke und sorgen für ein metallisches Verhalten. Das Experiment zeigt, dass angeregte Elektronen in diesen Oberflächenzuständen sehr schnell in den Gleichgewichtszustand zurückkehren. Im Gegensatz dazu benötigen die Elektronen in den anderen Bändern nach der Anregung etwa zehnmal so viel Zeit, um zur Ruhe zu kommen.

Bereich nicht einfach stur folgen, sondern nach Anregung möglichst komplizierte, nichtlineare Bewegungen vollführen. In diesem Fall wird nämlich nicht nur die eingehende Strahlung wieder emittiert, sondern auch Höhere Harmonische, also Vielfache ihrer Frequenz, werden abgestrahlt. Mit einer schmalbandigen und intensiven Quelle wie TELBE existiert ein ideales Instrument, um diese Suche nach neuen, nichtlinearen Terahertz-Materialien anzugehen.

Die grobe Zutatenliste für ein extrem nichtlineares Terahertz-Material lässt sich wie folgt zusammenfassen. Wir benötigen eine große Zahl quasifreier Ladungsträger –

This is an open access article under the terms of the Creative Commons Attribution License, which permits use, distribution and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

ABB. 1 | INTRABAND-ANREGUNG EINES DIRAC-SYSTEMS



a) Die typische kegelförmige Bandstruktur ermöglicht die höchst effiziente Aufnahme der THz-Energie durch quasifreie Ladungsträger, die durch das THz-Feld zu hohen Energien deutlich über der THz-Photonenenergie beschleunigt werden. Es handelt sich um einen sogenannten Intradband-Prozess, das heißt, es finden keine Quantensprünge zwischen unterschiedlichen Bändern statt. b) Die aufgenommene Energie wird sehr effizient, innerhalb von weniger als 100 fs, zwischen den Elektronen in der Umgebung des Fermi-Niveaus (E_F) verteilt. Diese „heiße“ Elektronenpopulation gibt ihre Energie dann im Fall von Graphen auf der Pikosekunden-Zeitskala wieder ab, bevor der nächste THz-Feldzyklus zu einem erneuten Heizen führt.

Elektronen oder Löcher –, die sich ohne Verzögerung vom Feld des Terahertz-Pulses beschleunigen lassen. Die Ladungsträger sollten aber so mit ihrer Umgebung, beispielsweise dem Kristallgitter, wechselwirken, dass sie je nach aufgenommener Energiemenge eine deutlich andere Dynamik zeigen: Sie sollte die ursprüngliche Sinusschwingung des elektrischen Feldes vom eintreffenden Puls zu kantigen Schwingungen, zum Beispiel Rechteckschwingungen, verzerren.

Dirac-Materialien

Metalle scheiden hierfür aus, denn deren Ladungsträger reagieren völlig linear und „spiegeln“ somit einfach die eintreffende elektromagnetische Strahlung. Wenden wir uns also exotischeren Materialklassen zu, in denen angeregte Ladungsträger deutlich komplexere Dynamiken zeigen: willkommen bei den Dirac-Materialien. Hinter diesem Namen verbirgt sich eine große Anzahl von Festkörpern, die eine zentrale, namensgebende Eigenschaft teilen: Sie besitzen sogenannte Dirac-Bänder als Teil ihrer elektronischen Bandstruktur $E(k)$ (E Energie, k Impuls der Ladungsträger).

Dirac-Bänder bilden in der Bandstruktur eine prominente „X“-förmige Struktur (Abbildung 1a) [1]. Sie sind damit ungewöhnlich geradlinig und besitzen außerdem eine

charakteristische Kreuzung: den Dirac-Punkt. Für die elektronischen „Bewohner“ der Dirac-Zustände hat dies deutliche Konsequenzen. Wegen der linearen Bänder gilt um den Dirac-Punkt herum $E(k) \propto k$. Daher können äußere elektrische Felder die Ladungsträger dort über die ponderomotive Kraft verzögerungsfrei beschleunigen, so als ob diese überhaupt keine träge Masse besäßen.

Damit ist klar, dass ein intensiver Terahertz-Puls bei Dirac-Elektronen für einige Dynamik sorgt. Praktisch augenblicklich werden vormals unbesetzte Energiezustände auf den Dirac-Bändern bevölkert, die deutlich höher liegen als die schon vorgestellte Photonenergie der Terahertz-Pulse. In Graphen als Beispiel für ein prototypisches Dirac-Material erstrecken sich die linearen Dirac-Bänder sogar um bis zu 1,5 eV um den Dirac-Punkt. Diese starke Anregung innerhalb der Dirac-Bänder bringt die Elektronen auf extrem hohe Temperaturen. In Graphen erreicht diese bei Anregung mit einem THz-Puls der Feldstärke von 100 kV/cm mehrere Tausend Kelvin – innerhalb von nur etwa 100 fs (Abbildung 1b).

Es stellt sich nun die Frage, wo die Nichtlinearität ins Spiel kommt, die neue Terahertz-Frequenzen entstehen lässt. Kurz gesagt: Je energiereicher und damit heißer die Elektronenverteilung, desto weniger weitere Energie aus dem Terahertz-Puls kann aufgenommen werden. Und damit wird das Dirac-Material während eines einzelnen Terahertz-Feldzyklus immer transparenter. Als Konsequenz ist das eintreffende Feld nach der Passage durch die Probe deutlich moduliert und besitzt neue Frequenzkomponenten. Voilà, das sind die gewünschten Höheren Harmonischen (Abbildung 2).

Für die heißen Dirac-Elektronen stellt sich aber eine ganz andere Frage: Wie werden sie ihre Energie wieder los? Würden sie nämlich immer heißer werden, wäre das Material irgendwann nahezu völlig transparent für Terahertz-Strahlung. Dann könnte eine Modulation, gefolgt von der Erzeugung Höherer Harmonischer, nicht mehr stattfinden. Notwendig sind also Streuprozesse, bei denen die Energie der heißen Elektronen in andere Freiheitsgrade, beispielsweise durch Kollisionen mit anderen Elektronen oder dem Kristallgitter, übertragen wird. Diese Heiz- und Kühldynamik muss einen Idealpunkt treffen: Passiert die Kühlung so ultraschnell wie das Heizen, dann reagiert das Material linear, also wie ein einfaches Metall, – ist sie zu langsam, dann wird es schlicht transparent, wie ein Isolator.

Diese Asymmetrie der Terahertzpuls-getriebenen Erwärmung und Kühlung findet man im prototypischen Dirac-Material Graphen. Dessen nur 0,3 nm dünne Wabenstruktur aus Kohlenstoff-Atomen absorbiert im „kühlen“ Zustand verblüffende 12% der einfallenden Terahertz-Leistung. Aufgrund der komplexen und eben asymmetrischen Dynamik der Dirac-Elektronen im Nichtgleichgewicht kann die Absorption aber drastisch durch intensive Terahertz-Strahlung variiert werden. Und zwar auf Zeitskalen, die deutlich schneller als der Zyklus des Terahertz-Feldes sind.

In Experimenten an der TELBE-Anlage konnten wir demonstrieren, dass Graphen sehr effizient hohe Terahertz-Harmonische erzeugen kann, so gelang uns die Konversion von Terahertz-Pulsen mit 0,3 THz nach 2,1 THz [2]. Die Auswertung der Daten zeigte, dass Graphen damit in seiner Nichtlinearität im Terahertz-Bereich alle anderen bekannten Materialien übertrifft. Allerdings schränkt eine Eigenschaft seine Anwendbarkeit als Frequenzmultiplikator bei höchsten Feldern deutlich ein: Die Wärmeabfuhr der angeregten Dirac-Elektronen ist bei zu starker und schneller Anregung überlastet, und es tritt eine Sättigung ein [3]. Verdoppelt man dann die Intensität der eintreffenden Terahertz-Pulse, bekommt man beispielsweise nicht mehr die 2³-fache Intensität der dritten Harmonischen, sondern es passiert irgendwann sogar gar nichts mehr – das Graphen wird dann transparent für die Terahertz-Strahlung. Man benötigt für extreme Terahertz-Feldstärken jenseits von 100 kV/cm also eine Art von „Kühlung“. Diese muss die Zeitskalen der Ladungsträgerdynamik so beeinflussen, dass die Nichtlinearität des Materials maximiert wird.

Topologische Isolatoren

Graphen gehört mittlerweile zu den extrem gut untersuchten und verstandenen Dirac-Materialien, aber es gibt noch zahlreiche weitere Vertreter. Dazu zählt die faszinierende Materialklasse der topologischen Isolatoren (TIs), die sich durch eine besonderen Quanteneigenschaft auszeichnet [4]: Sie können an ihrer Oberfläche elektrische Ströme nahezu verlustfrei leiten, wogegen ihr Inneres als Isolator fungiert. Der Grund dafür ist einzig der Bruch der Symmetrie an der Oberfläche, der hier völlig neue elektronische Zustände ermöglicht.

Dieser Effekt ist zwar theoretisch sehr komplex, aber uns genügt hier die entscheidende Erkenntnis, dass exakt an der Oberfläche Dirac-Bänder entstehen. Ein TI verhält sich damit bildlich gesprochen so, als ob man auf einen Isolator eine Lage Graphen aufgebracht hätte. Diese Dirac-Bänder sind im TI zudem „topologisch geschützt“ und damit sehr stabil gegen äußere Störungen oder Defekte an der Oberfläche.

Die physikalischen Eigenschaften und die zahlreichen exotischen Effekte, die in TIs auftreten, sind bisher erst teilweise verstanden. Dabei beherbergen sie einen ganzen Zoo an bereits beobachteten oder zumindest vorhergesagten Phänomenen: zum Beispiel spinpolarisierte Ströme, supraleitende Phasen und Majorana-Teilchen, die ihre eigenen Antiteilchen sind [5]. Sie sind zum einen für die festkörperphysikalische Grundlagenforschung attraktiv, zum anderen ergeben sich interessante potenzielle

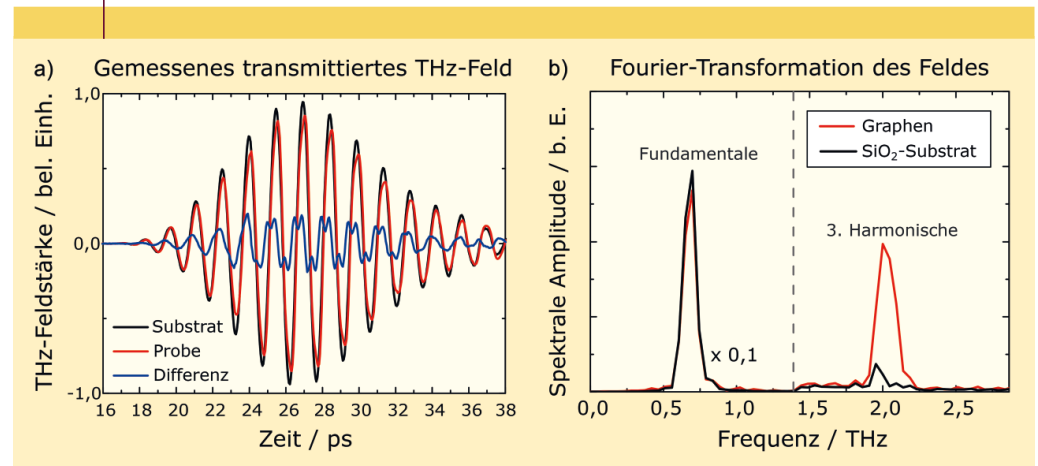
technische Anwendungen in Elektronik und Optik. Dazu fehlt es aber noch am detaillierten Verständnis der Dynamik angeregter Ladungsträger. Insbesondere ist die Unterscheidung von Prozessen, die durch die Oberflächenbänder bestimmt sind, von jenen, die aus Volumeneigenschaften hervorgehen, schwierig.

Hier kann die nichtlineare Terahertz-Anregung helfen. Wie schon erwähnt, liegt der Schlüssel zum Verständnis dieser elektronischen Eigenschaften eines Materials in der Bandstruktur: In TIs überbrückt das „Dirac-X“ die Valenz- und Leitungsbänder des Kristallinneren (Abbildung auf S. 93) – das strenggenommen bei TIs kein echter Isolator ist. Das Fermi-Niveau liegt je nach chemischer Zusammensetzung entweder nahe am Dirac-Punkt und damit in der Lücke zwischen den Energiebändern im Volumen, oder es kreuzt jene Volumenbänder (Abbildung 3). Diese Lücke ist in TIs der populären Familie der Bismuth- und Antimon-Chalkogenide nur wenige 100 meV breit. Jede optische Anregung im sichtbaren oder nahinfraroten Bereich kann deshalb Elektronen über die Bandlücke heben. Mit Terahertz-Pulsen kann man allerdings nur Elektronen nahe am Fermi-Niveau anregen, genau wie in Graphen.

Interessiert man sich also für die elementaren Prozesse in TIs, dann muss man zunächst erkennen können, welche Anregungen überhaupt stattfinden und wie diese voneinander trennbar sind. Das Entwirren der experimentellen Daten kann überaus kompliziert sein. Terahertz-Pulse hingegen bieten eine Möglichkeit, gezielt ausschließlich Dirac-Elektronen an der Oberfläche anzuregen und die resultierende Dynamik mit Experimenten zu vergleichen, die unter identischen Bedingungen auf optische Anregung durch Laserpulse setzen.

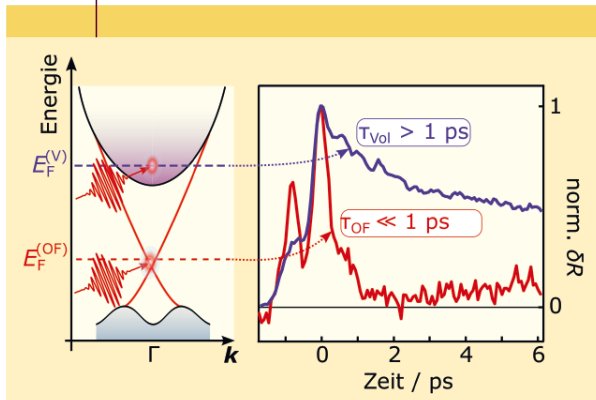
Neben der Wellenlänge des anregenden Lichts lässt sich ein weiterer entscheidender Parameter variieren: das Fermi-Niveau. Bei der Herstellung der Probenkristalle kann

ABB. 2 | DRITTE THZ-HARMONISCHE



Erzeugung der dritten THz-Harmonischen, gemessen in Graphen. a) Die höherfrequente Schwingung ist direkt in der Messung des durch die Probe transmittierten THz-Feldes sichtbar (blaue Kurve). b) Die Fourier-Transformation zeigt die spektralen Komponenten. Neben der Fundamentalen bei 0,7 THz tritt bei Anregung ein deutliches Signal bei der dreifachen Frequenz auf (rote Kurve).

ABB. 3 | TOPOLOGISCHER ISOLATOR



Experiment mit Terahertz-Anregung und nachfolgender optischer Abfrage an einem topologischen Isolator (TI). Links: Charakteristische Bandstruktur; die etwa 100 meV große Bandlücke im Volumen wird von den Dirac-Oberflächen-Bändern überbrückt. $E_F^{(V)}$ und $E_F^{(OF)}$ kennzeichnen die Fermi-Niveaus für zwei unterschiedliche TIs, die entweder mit Volumenzuständen überlappen oder in der Bandlücke liegen. THz-Pulse können ausschließlich Ladungsträger in der direkten Umgebung des Fermi-Niveaus anregen. Rechts: Gemessene zeitaufgelöste Änderung der Reflektivität δR nach Anregung der TI-Proben mit einem intensiven THz-Puls. Bei der ausschließlichen Anregung von Elektronen in den topologischen Oberflächen-Zuständen wird eine deutlich schnellere Relaxationsdynamik beobachtet, im Vergleich zur Anregung von Volumenzuständen.

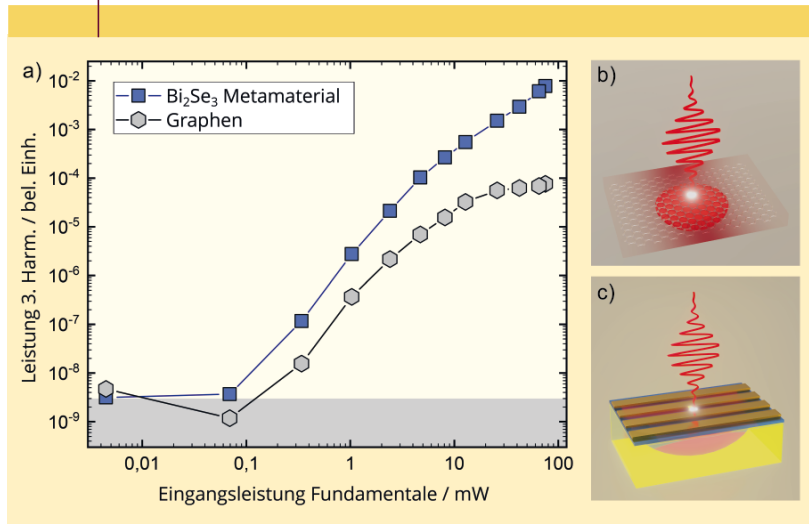
man über die chemische Zusammensetzung verschiedene Konfigurationen gezielt einstellen. In einem ersten Experiment haben wir die im Terahertz-Bereich induzierte Ladungsträgerdynamik in entsprechend unterschiedlich präparierten Proben untersucht. Dazu regten wir die Proben mit einem intensiven Terahertz-Puls an und maßen gleichzeitig die optische Reflektivität auf Femtosekunden-Zeitskalen (Abbildung 3) [6]. Die beobachtete dynamische Änderung der Reflektivität ist ein Maß dafür, wie schnell die angeregten Ladungsträger ihre Energie an andere Freiheitsgrade, beispielsweise Gitterschwingungen, abgeben.

Hier gab es einen eindeutigen Sieger: Die Probe mit Fermi-Niveau in der Bandlücke zeigte eine etwa zehn Mal schnellere Relaxationsdynamik verglichen mit den TIs, bei denen sich das Fermi-Niveau mit Volumenzuständen kreuzt (Abbildung 3 rechts). In den letzteren Fällen kann das Terahertz-Feld problemlos auch Volumenzustände anregen, was die beobachtete Dynamik deutlich komplexer und offensichtlich langsamer macht. Die schnelle „Abkühlung“ der Ladungsträger im Falle des Fermi-Niveaus in der Bandlücke lässt sich also direkt darauf zurückführen, dass sich hier wirklich nur Dirac-Elektronen mit dem Terahertz-Puls anregen lassen. Aber was folgt daraus für die Nichtlinearität und einen möglichen Einsatz von TIs als Terahertz-Frequenzvervielfacher?

Hier hilft uns der Vergleich mit Graphen weiter. Dieses zeigt sehr hohe Konversionseffizienzen für Eingangsfeldstärken im Bereich unter 100 kV/cm, darüber setzt aber die erwähnte Sättigung ein, wie in Abbildung 4a deutlich erkennbar. Die TIs hingegen zeigen faszinierenderweise auch bei den höchsten in unserem Labor erreichbaren Feldstärken von 300 kV/cm keine signifikante Sättigung [6, 7]. Eine direkte Erklärung folgt aus der in den optischen Experimenten beobachteten schnelleren Kühlung der heißen Dirac-Elektronen im Fall der untersuchten TIs. Als Kühlmechanismus dient hierzu die Coulomb-Wechselwirkung der heißen Elektronen im Dirac-Oberflächenzustand mit den Elektronen im Kristallinneren, die auf einer Zeitskala von nur etwa 300 fs stattfindet. Während also die Erzeugung der Terahertz-Harmonischen nur auf der zweidimensionalen Oberfläche stattfindet, wird die dritte Dimension als effektiver Weg zur Wärmeabfuhr genutzt, wie schematisch in Abbildung 4b und c gezeigt wird.

Es stellt sich natürlich die Frage, ob auch bei TIs bei extrem hohen Terahertz-Feldstärken eine Sättigung auftritt und welche Konversionseffizienzen für die Erzeugung von Terahertz-Harmonischen erreichbar sind. Da wir die Leistung unserer Terahertz-Quellen kaum mehr steigern können, haben wir dazu einen Trick genutzt: Mikroskopische Antennenstrukturen können das Terahertz-Feld lokal an der Oberfläche drastisch erhöhen. In unserem Fall sorgten aufgebraute Goldlamellen mit einer Breite von etwa 20 μm für eine Verstärkung des elektrischen Feldes um den Faktor fünf [7]. Und tatsächlich, dieses TI-Metamaterial sorgte im Experiment für einen neuen Rekordwert für die Erzeugung der dritten Harmonischen im Terahertz-Bereich: 8% der

ABB. 4 | GRAPHEN UND TI-METAMATERIAL IM VERGLEICH



a) Leistung der emittierten Dritten Harmonischen bei 1,5 THz als Funktion der Eingangsleistung der Fundamentalen im Vergleich für Graphen und das Bismutselenid-Metamaterial (grauer Balken: Rauschen). Bei hohen Eingangsleistungen wird die starke Sättigung der Konversionseffizienz im Graphen deutlich sichtbar, während im TI-Metamaterial nur eine sehr geringe Sättigung auftritt. Die höchste Eingangsleistung entspricht einer elektrischen Feldstärke von 300 kV/cm (ohne lokale Feldverstärkung). Rechts eine schematische Darstellung der Wärmedissipation in Graphen b) und c) dem TI-Metamaterial. In Letzterem findet eine effektive Kühlung durch die Coulomb-Wechselwirkungen zwischen Elektronen an der Oberfläche und dem Kristallvolumen statt, was im 2D-Material Graphen nicht möglich ist (Grafik: B. Schröder/HZDR).

eintreffenden Terahertz-Feldstärke mit einer Frequenz von 0,5 THz wurden mit 1,5 THz wieder emittiert. Mit diesem Wert übertrifft das neue TI-Metamaterial das 2D-Material Graphen um etwa das Zehnfache. Die emittierte Leistung steigt damit gegenüber Graphen um das Hundertfache (Abbildung 4a). Und obwohl wir nun auch erste Sättigungseffekte im TI-Metamaterial sehen, ist das Limit für diese Materialklasse noch nicht erreicht.

Die gezeigten Ergebnisse sind jedoch nur ein erstes Puzzlestück für das Verständnis der Terahertz-Dynamik in TIs. Mit der Erforschung und Einbeziehung der komplexen Phänomene in diesen Materialien lassen sich ultraschnelle und hocheffiziente optoelektronische Bauteile, die aktuelle halbleiterbasierte Technologien deutlich übertreffen, zumindest erträumen.

Zusammenfassung

Der Terahertz-Frequenzbereich umfasst ein technisch wenig erschlossenes Grenzgebiet im elektromagnetischen Spektrum. Es ist aber besonders interessant, weil es im niederenergetischen Bereich viele Eigenfrequenzen, komplexer Quantenphänomene enthält. Dafür stehen neuerdings intensive Terahertz-Pulse aus spezialisierten Elektronenbeschleunigern zur Verfügung, die Teil 1 dieses Zweiteilers vorgestellt hat. Teil 2 widmet sich der gezielten Suche nach Materialien, die als Grundbausteine für zukünftige Terahertz-Technologien geeignet sind. Der Schlüssel dazu ist die Beschleunigung quasifreier Ladungsträger durch das starke Terahertz-Feld, was in bestimmten Materialien besonders nichtlineare Eigenschaften erzeugen kann. Hierfür erweisen sich topologische Isolatoren als sehr komplexe, aber vielversprechende Materialklasse. Sie könnten auch ultraschnelle optoelektronische Bauteile ermöglichen.

Stichwörter

Terahertz-Lücke, Beschleunigung quasifreier Ladungsträger, optoelektronischer Frequenzwandler, Dirac-Material, topologischer Isolator.

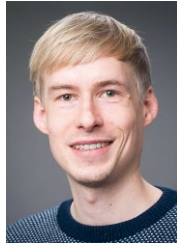
Literatur

- [1] A. C. Niemann et al., *Physik in unserer Zeit* **2018**, 49(4), 168.
- [2] H. Hafez et al., *Nature* **2018**, 561, 507.
- [3] H. Hafez et al., *Adv. Opt. Mater.* **2019**, 8, 1900771.
- [4] P. Gehring, M. Burghard, *Physik in unserer Zeit* **2014**, 45(6), 299.
- [5] W. Pfaff, M. Wimmer, *Physik in unserer Zeit* **2019**, 50(5), 232.
- [6] S. Kovalev et al., *npj Quantum Mater.* **2021**, 6, 1.
- [7] K.-J. Tielrooij et al., *Light Sci Appl* **2022**, 11, 315.

Danksagung

Open Access Veröffentlichung ermöglicht und organisiert durch Projekt DEAL. M. G. dankt der DFG für die Unterstützung im Rahmen des Projekts INTEGRATECH (GE 3288/1-1).

Die Autoren



Jan-Christoph Deinert promovierte 2016 an der Technischen Universität Berlin. Anschließend kam er zur Gruppe „Hochfeld-Terahertz-getriebene Phänomene“ um Michael Gensch. Seitdem forscht er experimentell an Terahertz-induzierter Änderung der elektronischen Struktur in Festkörpern. Er ist zusammen mit Sergey Kovalev Co-Leiter des TELBE-Teams und seit 2020 Nachwuchsgruppenleiter am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf (HZDR).



Sergey Kovalev promovierte 2012 an der Staatlichen Universität Moskau. Danach wurde er wissenschaftlicher Mitarbeiter an der beschleunigerbasierten TELBE-THz-Quelle und ab 2015 in der Gruppe „Hochfeld-Terahertz-getriebene Phänomene“ um Michael Gensch. Dort war er für die Entwicklung von Experimenten zu ultraschneller kohärenter Spektroskopie mitverantwortlich. Seit 2017 ist er verantwortlicher Beamline-Scientist an der TELBE-Anlage und seit 2019 Co-Leiter des TELBE-Teams.



Michael Gensch promovierte 2004 an der Technischen Universität Berlin. Nach verschiedenen Zwischenstationen wurde er 2010 am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf Projektleiter für die Entwicklung der superradianten Terahertzanlage TELBE. Ab 2015 leitete er dort die Gruppe „Hochfeld-Terahertz-getriebene Phänomene“. 2019 wurde er als Professor für Terahertz- und Laserspektroskopie an die TU Berlin berufen und ist seitdem zugleich Abteilungsleiter am Berliner DLR-Institut für Optische Sensorsysteme.

Anschrift

Dr. Jan-Christoph Deinert, Dr. Sergey Kovalev,
Institut für Strahlenphysik, Helmholtz-Zentrum
Dresden-Rossendorf, Bautzner Landstraße 400,
01328 Dresden.
j.deinert@hzdr.de
s.kovalev@hzdr.de

Prof. Dr. Michael Gensch, Institut für Optik und
Atomare Physik, TU Berlin, Straße des 17. Juni 135,
10623 Berlin, DLR Institut für Optische Sensorsysteme,
Rutherfordstr. 2, 12489 Berlin.
Michael.Gensch@dlr.de