

# Gezielt zur Oszillation gebracht

Spin-Hall-Nano-Oszillatoren eignen sich für künftige Anwendungen beispielsweise in der Kommunikationstechnologie.

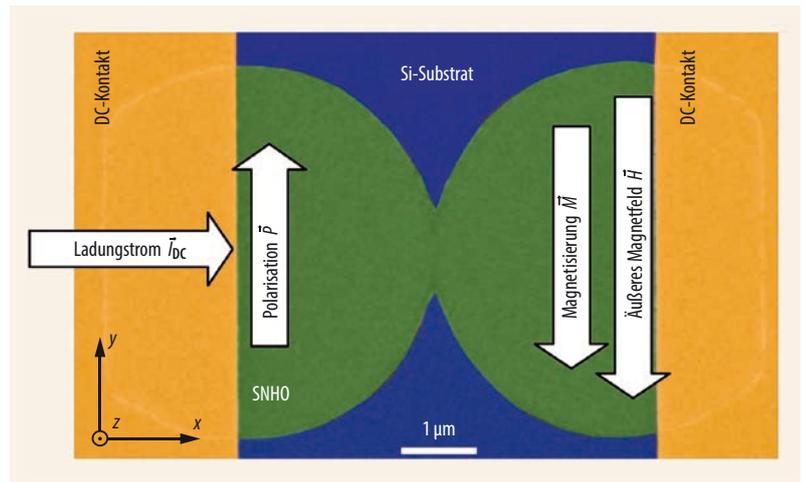
Toni Hache

In Spin-Hall-Nano-Oszillatoren können GHz-Oszillationen der Magnetisierung auftreten, deren Frequenz sich gezielt variieren lässt. Damit haben sie ein hohes Anwendungspotenzial in künftigen Kommunikationstechnologien – von der Entwicklung neuartiger Mikrowellenquellen und -empfänger über Quellen für Spinwellen in der Magnonik bis zum Einsatz in neuronalen Netzwerken. Dies könnte zu einer energieeffizienteren und schnelleren Datenverarbeitung führen.

Spin-Hall-Nano-Oszillatoren (SHNO) bieten gegenüber anderen GHz-Oszillatoren den Vorteil, dass sie sich skalieren sowie einfach und kostengünstig herstellen lassen. Dies macht sie für eine breite Palette an Anwendungen interessant. Die aktuelle Forschung zielt darauf ab, die Ausgangsleistung der Oszillatoren zu erhöhen und die Linienbreite zu reduzieren. Beides ist z. B. über die Synchronisation mehrerer Oszillatoren untereinander oder zu einem äußeren Stimulus möglich.

Der Spin-Hall-Effekt ist das spinabhängige Gegenstück zum klassischen Hall-Effekt. Hier kommt es zu einer rein spinabhängigen Ablenkung von Elektronen senkrecht zur Stromrichtung, ohne dass notwendigerweise ein äußeres Magnetfeld anliegt [1]. Ursache dafür sind spinabhängige Streumechanismen, hervorgerufen durch Fremdatome (extrinsisch) oder durch die Bandstruktur des Materials selbst (intrinsisch). Die Effekte sind in Materialien mit hoher Spin-Bahn-Wechselwirkung besonders stark. Fließt ein elektrischer Ladungsstrom  $\vec{I}_{DC}$  durch ein Material wie Platin, bildet sich an den Grenzflächen senkrecht zur Stromrichtung eine Spinakkumulation aus [2]. In diesem begrenzten Bereich zeigt der Spin der Elektronen in eine Richtung. Diese Ausrichtung wird über die Polarisation  $\vec{P}$  beschrieben. Sie steht senkrecht auf der Richtung des Ladungsstroms und der spinabhängigen Streuung (Abb. 1).

Wie weit diese Zone von der Grenzfläche in das Material hineinreicht, ist durch die Spindiffusionslänge gegeben. Diese ist materialspezifisch und gibt an, wie weit sich ein Elektron im Material bewegen kann, bis seine Polarisation von der Spinakkumulation an der Grenzfläche abweicht. In Platin beträgt sie wenige Nanometer. Sie limitiert die Miniaturisierung der Spin-Hall-Nano-Oszillatoren. Durch die spinabhängige Streuung werden Elektronen mit entgegengesetzter Polarisation in gegensätzliche Richtungen abgelenkt.



Die eingefärbte Aufnahme mit einem Rasterelektronenmikroskop zeigt einen Spin-Hall-Nano-Oszillator (grün), kontaktiert durch zwei Goldkontakte (orange)

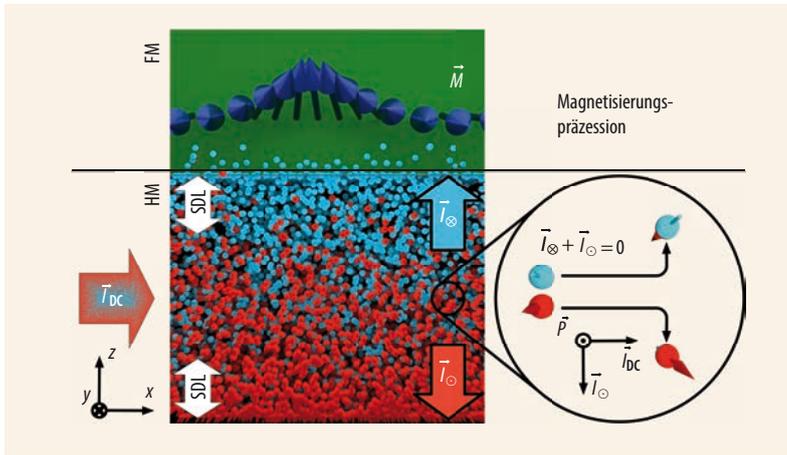
auf einem Siliziumsubstrat (blau). Die GHz-Oszillationen der Magnetisierung treten an der Verengung auf, wo die Stromdichte am höchsten ist.

Diese Elektronen kann man sich als Ladungsströme ( $I_{\otimes}$  und  $I_{\odot}$ ) vorstellen, die in gegensätzliche Richtungen fließen. Somit ergibt sich ein Nettoladungsfluss von Null. Da dennoch die Spininformation transportiert wird, spricht man von einem reinen Spinstrom.

Was geschieht, wenn ein solcher Spinstrom in eine angrenzende ferromagnetische Dünnschicht diffundiert? Die polarisierten Elektronen erfahren eine Reorientierung entlang der Magnetisierungsrichtung und ändern somit ihren Drehimpuls. Da der Gesamtdrehimpuls des Systems erhalten bleiben muss, wirkt ein Drehmoment auf die Magnetisierung, das durch den Elektronenspin übertragen wird. Dieser „Spin-Transfer-Torque“ [3] kann dazu dienen, die intrinsische Dämpfung im Ferromagneten zu kompensieren, sodass die Magnetisierung Auto-Oszillationen zeigt [4, 5].

Die zeitliche Änderung der Magnetisierung lässt sich durch die Landau-Lifschitz-Gilbert-Slonczewski-Gleichung ausdrücken, welche die Präzession der Magnetisierung um die Ruhelage sowie die zeitliche Abnahme der Amplitude durch einzelne Drehmomente – wie in Abb. 2 dargestellt –, beschreibt: Der Präzessionsvektor (violett) steht senkrecht auf der ausgelenkten Magnetisierung (blau) und der Richtung des effektiven Magnetfeldes. Die Abhängigkeit vom effektiven Feld zeigt, dass sich die Frequenz der Magnetisierungspräzession gezielt einstellen lässt. Dies ist ein bedeutender

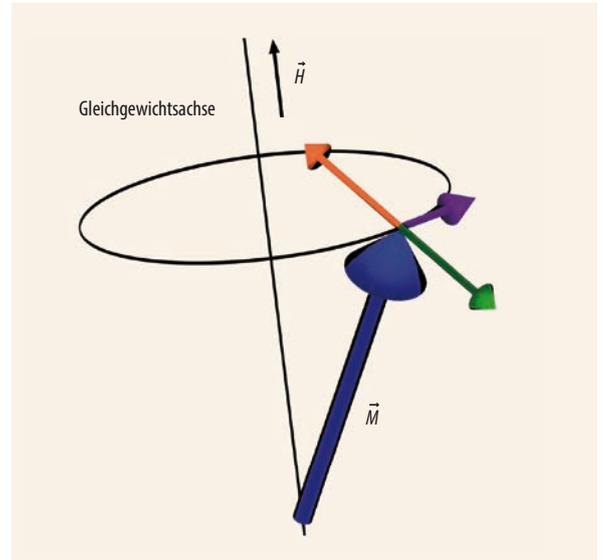
M. Eng. Toni Hache, Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Bautzner Landstr. 400, 01328 Dresden – Preisträgerartikel anlässlich der Verleihung des Georg-Simon-Ohm-Preises 2018 auf der DPG-Jahrestagung in Erlangen



**Abb. 1** Konvertierung eines Ladungsstroms in einen reinen Spinstrom mittels Spin-Hall-Effekt in einem schweren Metall (Heavy Metal, HM) und Ausbildung einer Spinakkumulation, die über den Bereich der Spindiffusionslänge (SDL) gegeben ist. Durch Diffusion von Elek-

tronen einer bestimmten Spinpolarisation in eine angrenzende ferromagnetische Dünnschicht (FM, grün) wird ein Drehmoment auf die Magnetisierung übertragen, das diese zu Auto-Oszillationen anregt.

Vorteil dieser Oszillatoren. Die Dämpfung (orange) steht senkrecht zur Präzession und zur ausgelenkten Magnetisierung und zeigt somit zur Gleichgewichtssachse hin. Daher kehrt die Magnetisierung nach einer gewissen Zeit in die Gleichgewichtslage zurück. Die zeitliche Abnahme der Amplitude lässt sich vermeiden, wenn ein zusätzliches Drehmoment diese Dämpfung kompensiert. Das ist durch das Einleiten des reinen Spinstroms und den damit verbundenen Spin-Transfer-Torque (grün) im Ferromagneten möglich. Dabei spielt der Winkel zwischen Polarisation und Magnetisierung eine wichtige Rolle. Der größte Effekt tritt ein, wenn der Ladungsstrom senkrecht zur Magnetisierung fließt. In diesem Fall ist die Polarisation des reinen Spinstroms je nach Ladungsstromrichtung parallel oder antiparallel zur Magnetisierung ausgerichtet. Dadurch zeigt das erzeugte Drehmoment des Spinstroms in die Richtung des Dämpfungsvektors oder entgegen-

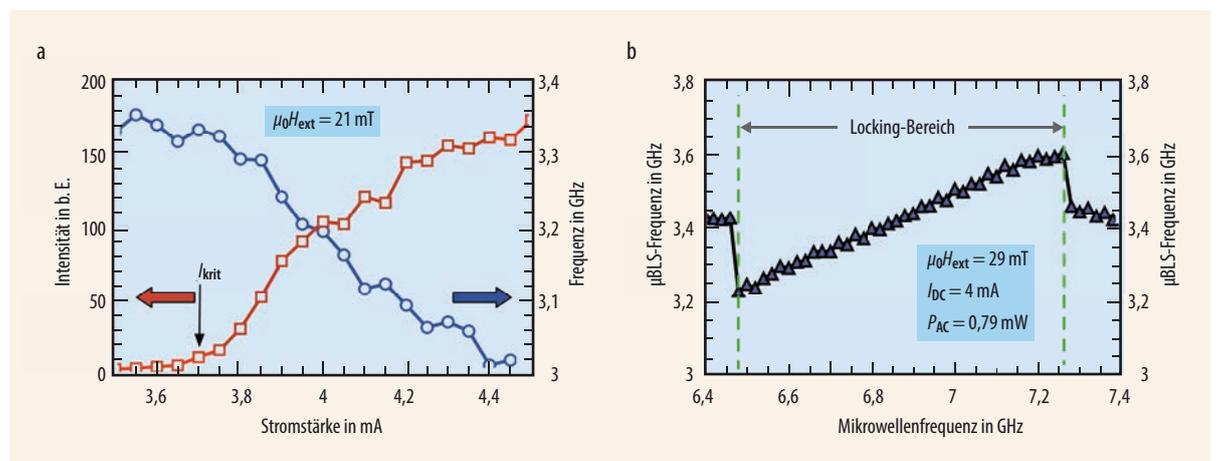


**Abb. 2** Die Magnetisierung (blau) oszilliert um die Richtung des Magnetfeldes  $\vec{H}$  bei kompensiertem Dämpfungsdrehmoment (orange) durch den Spin-Transfer-Torque (grün).

gesetzt dazu. Wird die Dämpfung vollständig kompensiert, können bereits kleinste Magnetisierungsfluktuationen, die bei Raumtemperatur immer vorhanden sind, eine Dynamik im System anregen.

Die Oszillatorstruktur ist lateral meist kleiner als  $1 \mu\text{m}$ . Dies schränkt das Spektrum anregbarer Moden aufgrund der Quantisierung stark ein, sodass sich die Mode mit der niedrigsten Dämpfung durchsetzt. Diese stellt sich von selbst ein und heißt daher Auto-Oszillation. In Ferromagneten lässt sich die Frequenz der Auto-Oszillationen durch äußere Magnetfelder anpassen. Weiterhin zeigen sie ein starkes nichtlineares Verhalten, was den Verstimmungsbereich vergrößert, in dem verschiedene Oszillatoren miteinander oder zu einer äußeren Anregung synchronisieren können.

Verschiedene elektrische und optische Methoden erlauben es, diese Oszillationen zu messen, beispiels-



**Abb. 3** Bei einem in der Ebene magnetisierten SHNO steigt die Oszillationsamplitude bei Erhöhung des Versorgungsstroms ab einem kritischen Strom von 3,7 mA stark an (a). Die negative Nicht-

linearität zeigt sich durch Frequenzabnahme (blau) bei Erhöhung der Oszillatorleistung (rot). Bei Einspeisung eines zusätzlichen Wechselstroms lässt sich die Frequenz der Auto-Oszillationen

zwischen 6,48 und 7,26 GHz steuern (b). Außerhalb dieses Bereichs bleibt diese Frequenz konstant. Die Frequenzsynchronisation erfolgt parametrisch zur doppelten Anregungsfrequenz.

weise über die Modulation des elektrischen Widerstands oder mittels Brillouin-Lichtstreu-Mikroskopie.

Spin-Hall-Nano-Oszillatoren gibt es in verschiedenen Geometrien. Grundlegend für die Funktion ist die lokale Erhöhung der Stromdichte über den Schwellwert, der zu einem ausreichend großen Spin-Transfer-Torque führt. Die geringe laterale Ausdehnung lässt sich z. B. durch lokale Strominjektion [6] oder durch lokale Verjüngung [7] der Struktur erreichen (Abb. auf Seite 69).

Unter Berücksichtigung der Winkelabhängigkeiten des Spin-Hall-Effekts und der Wirkung des Spin-Transfer-Torque auf die Magnetisierungsdynamik gilt es, folgende Bedingungen einzustellen, damit Auto-Oszillationen auftreten können: Die Richtung des von außen angelegten Gleichstroms  $\vec{I}_{DC}$  ist durch die Form des Oszillators und den Ort der Kontaktierung festgelegt. Die Polarisation  $\vec{P}$  der Elektronen zeigt immer senkrecht zur Stromrichtung. Die Magnetisierung  $\vec{M}$  in der Permalloy-Lage muss antiparallel zur Polarisation  $\vec{P}$  ausgerichtet sein. Dazu wird ein äußeres Magnetfeld senkrecht zur Längsachse der Struktur angelegt. Bei Erhöhung der Gleichstromstärke verstärkt sich auch der in den Ferromagneten injizierte reine Spinstrom (Abb. 3a). Die kritische Schwelle, bei der die intrinsische Dämpfung gerade kompensiert wird und Auto-Oszillationen auftreten, wird aufgrund der höheren Stromdichte (rund  $10^8 \text{ A/cm}^2$ ) zuerst in der Verjüngung erreicht. Dann steigt die gemessene Intensität, die mit der Frequenz des Oszillators verknüpft ist, stark an. Mit Zunahme der Oszillatorleistung sinkt die Frequenz. Diese negative Nichtlinearität ist typisch für diese Art der Oszillatoren, wenn die Magnetisierung  $\vec{M}$  in der Schichtebene liegt.

Die Frequenz des Oszillators lässt sich auch durch „Injection Locking“ anpassen, bei welchem dem Gleichstrom ein schwaches Wechselstromsignal überlagert wird. Dies führt zu einer Modulation des Spinstroms und des effektiven Magnetfeldes. Wenn das Wechselstromsignal stark genug ist und seine Frequenz nahe der Auto-Oszillation liegt, kann es die Frequenz des Oszillators steuern. Dabei sind Auto-Oszillationen und äußerer Stimulus synchronisiert. Bei parametri-

chem Locking wird die Auto-Oszillation mit einem Signal der doppelten Frequenz gelockt (Abb. 3b) [8].

Synchronisationsexperimente der Oszillatoren sind aktuelle Forschungsschwerpunkte. Ziel dabei ist es, möglichst viele dieser nanoskaligen Oszillatoren zu koppeln und dadurch höhere Leistungen zu erzielen und die Linienbreite zu verringern. Auf dieser Basis sollen neue miniaturisierbare Mikrowellenquellen und -empfänger für die Kommunikationstechnologie entstehen. Zudem sind diese in der Magnonik als Spinwellenquellen einsetzbar [9] oder als Oszillatoren für neuromorphes Computing [10].

#### Literatur

- [1] J. E. Hirsch, Phys. Rev. Lett. **83**, 1834 (1999)
- [2] M. I. Dyakonov und V. I. Perel, Physics Letters A **35**, 459 (1971)
- [3] J. C. Slonczewski, J. Magn. Magn. Mater **159**, L1 (1996)
- [4] A. Slavin und V. Tiberkevich, IEEE Trans. Magn **45**, 1875 (2009)
- [5] L. Liu et al., Phys. Rev. Lett. **109**, 186602 (2012)
- [6] V. E. Demidov et al., Nat. Mater **11**, 1028 (2012)
- [7] V. E. Demidov et al., Appl. Phys. Lett. **105**, 172410 (2014)
- [8] V. E. Demidov et al., Nat. Commun **5**, 3179 (2014)
- [9] V. E. Demidov et al., Nat. Commun **7**, 10446 (2016)
- [10] J. Torrejon et al., Nature **547**, 428 (2017)

#### DER AUTOR

**Toni Hache** studierte im Bachelorstudiengang Physikalische Technik sowie im Masterstudiengang Nanotechnologie an der WH Zwickau und schloss beide Studiengänge mit Auszeichnung ab. Seine Masterarbeit fertigte er in der Nachwuchsforschergruppe Magnonik von Helmut Schultheiß am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf an.



Kurt Fuchs Fotodesign