



Leistungsstarke hartmagnetische Materialien spielen eine wichtige Rolle in der Energiewandlung und liefern einen großen Beitrag zur Energiewende. Die Suche nach effizienteren und leistungsstärkeren Magneten ist also ein wichtiges Forschungsgebiet. Um komplexe Mechanismen zu verstehen, ist eine enge interdisziplinäre Zusammenarbeit zwischen Forschenden mit theoretischen und praktischen Arbeitsweisen notwendig. Eine vielversprechende Symbiose stellt der Vergleich von mikromagnetischen in-silico Charakterisierungen an realistischen Mikrostrukturen und deren experimenteller Abgleich dar.

Mittels Simulation zum Design von High-Tech-Magneten

Hand in Hand von Theorie und Praxis

Von Maximilian Reichel, Jörg Schröder & Bai-Xiang Xu

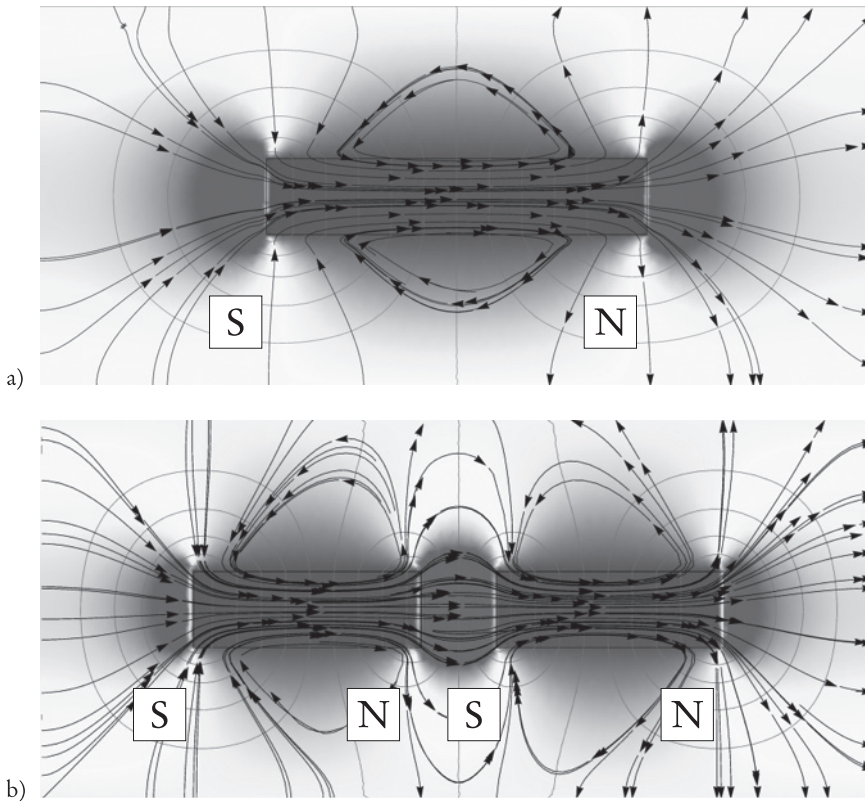
„Few subjects in science are more difficult to understand than magnetism.“

Encyclopedia Britannica,
Fifteenth Edition 1989.

Gründe für diese Aussage mag es viele geben. Ein Grund könnte sein, dass der Magnetismus nicht, wie Wärme oder andere mechanische Phänomene, gefühlt oder gesehen werden kann. Zum Beispiel generiert

ein Magnet im freien Raum die sogenannte magnetische Induktion **B**. Diese ist ohne weitere Hilfsmittel nicht offensichtlich erkennbar. Wird jedoch ein Blatt Papier über den Magneten gelegt und werden Eisenspäne darüber verteilt, wird die Induktion sichtbar, da sich die Späne entlang der sogenannten Feldlinien anordnen. Das Feld der Induktion verläuft vom magnetischen Nordpol (N) in geschlossenen Schleifen um den Mag-

neten herum, um anschließend vom magnetischen Südpol (S) an wieder durch den Magneten hindurchzulaufen. Als Kernaussage dieser Beobachtung lässt sich somit formulieren, dass es im Magnetismus keine Monopole gibt, also keinen Nordpol ohne einen entsprechenden Südpol oder andersherum. Wird der betrachtete Stabmagnet in zwei Teile zerlegt, stellen sich sofort „zusätzliche“ Nord- und Südpole ein. Da es also keine Quellen



(1) a) Ein Stabmagnet im freien Raum generiert ein magnetisches Feld.
 b) Zwei Stabmagnete im freien Raum erzeugen jeweils magnetische Felder, die sich gegenseitig beeinflussen. Die magnetischen Felder wurden mittels der Methode der finiten Elemente berechnet.
 Quelle: eigene Arbeit

und Senken im Magnetismus gibt, lässt sich das Feld der magnetischen Induktion als divergenzfrei bezeichnen. Formell kann dieser Zustand durch die erste Maxwell-Gleichung folgendermaßen ausgedrückt werden:

$$(1) \quad \operatorname{div} \mathbf{B} = 0 \quad \text{und} \quad \mathbf{B} = \mu \cdot (\mathbf{H} + \mathbf{M}) .$$

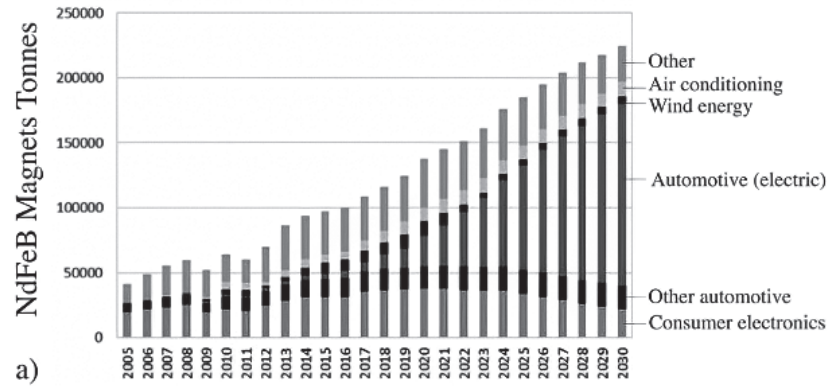
Die Vektoren \mathbf{H} und \mathbf{M} kennzeichnen das magnetische Feld und die Magnetisierung des Magneten, μ ist die magnetische Permeabilität. Generell handelt es sich bei der Permeabilität um einen materialabhängigen Wert, der die „Durchlässigkeit“ des Materials gegenüber magnetischen Feldern beschreibt. Mithilfe der Gleichung (1) lässt sich das Verhalten magnetischer Felder präzise berechnen. Für einen Überblick über dieses Gebiet verweisen wir auf Standardbücher [1]. In Abbil-

dung (1a) und (1b) sind die Verläufe der magnetischen Induktion des Stabmagneten und des zerteilten Stabmagneten mithilfe der Methode der finiten Elemente berechnet worden. Da sich magnetische Felder um den magnetischen Festkörper herum bilden, muss auch bei deren Simulation darauf geachtet werden, dass nicht nur der Magnet an sich betrachtet wird, sondern auch der ihn umgebende Freiraum. Effiziente, moderne Ansätze hierzu finden sich in Schröder et al. [2022] und Birk et al. [2022]. Ansonsten entspräche die Simulation nicht mehr der betrachteten physikalischen Begebenheit, und es können Fehler in der Berechnung entstehen.

Warum besteht Interesse an Magneten und deren Simulation?

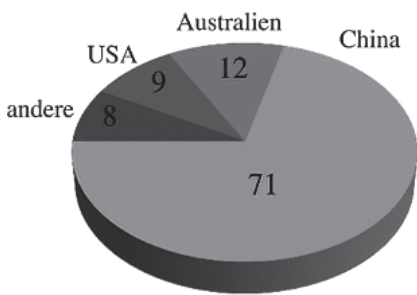
Gegenwärtig relevante Themen wie die Energiewende, die Mobilitäts-

wende, aber auch die fortschreitende Digitalisierung erfordern besonders leistungsstarke und effiziente Hartmagnete. Diese finden Anwendung in elektrischen Motoren, werden in Generatoren von Windkraftanlagen verbaut oder sind Bestandteil von Festplatten [2]. Die Hartmagnete, die aktuell das beste Energieprodukt bereitstellen, sind Neodym-Eisen-Bor-Magnete (NdFeB) [3]. Das Diagramm in Abbildung (2a) zeigt den weltweiten Bedarf an NdFeB-Magneten der letzten Jahre und gibt ebenfalls eine Prognose bis 2030 an. Der Trend eines stetig steigenden Bedarfs in nahezu jedem der aufgeführten Industriezweige ist eindeutig zu erkennen. Den am stärksten wachsenden Bereich stellt hier jedoch die Elektromobilität dar, die ihren Bedarf in den nächsten Jahren voraussichtlich vervielfachen wird. Dieser steigende Bedarf an Hartmagneten im Bereich der „grünen Mobilität“ und Energiewandlung induziert die Frage nach alternativen chemischen Zusammensetzungen für Hartmagnete. So ist das Bestreben groß, den Anteil von Seltenen Erden zu reduzieren beziehungsweise sie durch andere Elemente (Substitutionsmaterialien) zu ersetzen [4]. Hier spielt nicht nur die Kritikalität der Stoffe an sich eine wichtige Rolle, sondern auch die Bedingungen, unter denen sie abgebaut werden, und wie sich deren Verfügbarkeit auf dem Weltmarkt entwickelt. Viele der Seltenen Erden werden unter starker Belastung oder Beeinflussung der Umwelt gewonnen und stammen darüber hinaus meist aus autokratisch geführten Ländern, wie in Abbildung (2b) und (2c) dargestellt ist [5]. Substitutionsmaterialien sollten idealerweise minimal invasiv für Mensch und Umwelt abzubauen sein und aus Ländern mit garantierter kontinuierlicher Zugänglichkeit stammen, damit keine Abhängigkeiten entstehen, die unter anderem als politisches Druckmittel genutzt werden können. Bei der Optimierung der magnetischen Eigenschaften spielt jedoch auch die mikro-



Seltene Erde

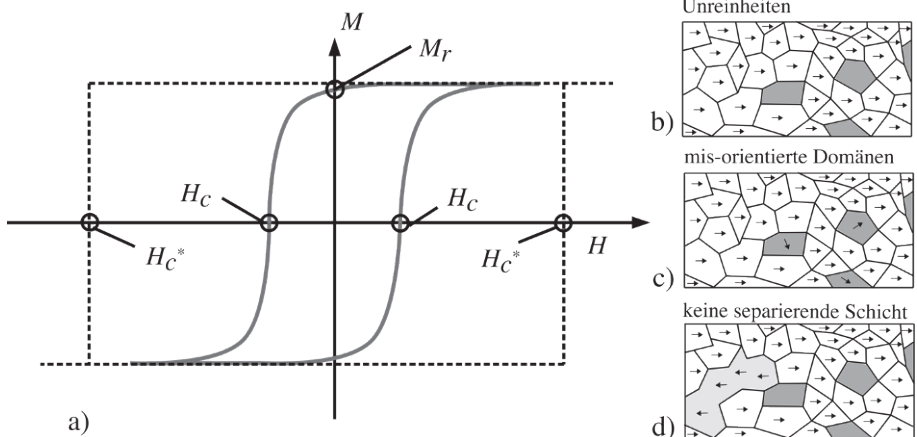
Anteile an Produktion in Prozent



Anteile an Reserven in Prozent



(2) In a) ist der weltweite Bedarf an NdFeB-Magneten dargestellt. Den am stärksten wachsenden Bereich repräsentiert hier die Elektromobilität. In b) sind die Reserven und in c) die tatsächliche Produktion an Seltenen Erden in Prozent je Land aufgeführt.
 Quelle: a) vgl. Arafura Resources Ltd. [2019], b), c) vgl. A. Rostek-Buetti [2019]



(3) In a) sind zwei Hysteresen eines hartmagnetischen Materials dargestellt. Die theoretisch erreichbaren Werte sind gestrichelt dargestellt, während die experimentell messbare Hysterese kontinuierlich gezeichnet ist. Gründe für diese geringere Leistungsfähigkeit von Hartmagneten können aus b) nicht magnetischen Einschlüssen oder Unreinheiten, c) mis-orientierten Körnern im Korngefüge und/oder d) fehlenden entkoppelnd wirkenden, nicht magnetischen Trennschichten zwischen den Körnern resultieren.
 Quelle: Kronmüller [1987] nachempfunden

strukturelle Zusammensetzung eine entscheidende Rolle. Das Potential zur Verbesserung der Leistung der Magnete wird durch das sogenannte Brownsche Paradoxon beschrieben [6]. Es beschreibt die Differenz zwischen der theoretisch vorhandenen und der praktisch verfügbaren Leistungsfähigkeit von Hartmagneten. Wichtige Kennwerte zur Beurteilung der Leistung eines Magneten sind sowohl die Koerzitivfeldstärke H_c als auch die sogenannte Remanenz M_r . Die Koerzitivfeldstärke gibt an, wie stark ein externes magnetisches Feld sein muss, um einen vollständig in eine Richtung magnetisierten Magneten im Volumendurchschnitt zu entmagnetisieren. Um die Remanenz eines Magneten bestimmen zu können, muss dieser zuerst durch ein externes magnetisches Feld vollständig in eine Richtung magnetisiert werden. Die Magnetisierung, die nach dem Entfernen des Feldes vorhanden ist, wird als Remanenz M_r bezeichnet. In Abbildung (3a) sind die Hysteresen eines Hartmagneten schematisch dargestellt. Die gestrichelte Kurve stellt in diesem Fall die durch die Kristallanisotropie festgelegten, theoretisch erreichbaren Werte dar, während die kontinuierliche Kurve die praktisch erzielten Werte repräsentiert. Der existierende Unterschied, vor allem in den Eigenschaften der Koerzitivfeldstärke, ist klar erkennbar und beinhaltet daher viel Potential zur Leistungsoptimierung. Die Gründe für die Existenz dieser Unterschiede können vielfältig sein. Drei Möglichkeiten, die in Abbildung (3b,c,d) dargestellt sind, wurden von Kronmüller [7] vorgeschlagen. Nichtmagnetische Einschlüsse oder Unreinheiten im Korngefüge, wie in Abbildung (3b) dargestellt, können sogenannte Streufelder generieren, die der Magnetisierung des Korngefüges entgegengerichtet sind und das ideale Nukleationsfeld potenziell negativ beeinflussen. Einen ähnlichen Effekt haben falsch orientierte Magnetisierungen im Korngefüge, siehe (Abb. 3c). Idealerweise besteht das Korngefüge eines gesin-

terten Hartmagneten aus vielen kleinen ferromagnetischen Körnern mit uniaxialer Anisotropie, die durch eine nichtmagnetische Zwischenschicht voneinander getrennt sind. Zum Beispiel wurde gezeigt, dass durch eine Reduktion der Korngrößen innerhalb der Mikrostruktur eine Verbesserung der magnetischen Eigenschaften erreicht werden kann [8]. Wenn diese nichtmagnetische Zwischenschicht fehlt, kann die Nukleation eines Kornes zu einer kaskadenartigen Umkehr der Magnetisierung führen, wie in Soderžnik [9] anschaulich dargestellt wird. Wie oben beschrieben, kann eine optimale Mikrostruktur zu besonders leistungsstarken Magneten führen. Um Empfehlungen und Vorhersagen bezüglich einer optimalen Mikrostruktur geben zu können, sind numerische Simulationen heutzutage unabdingbar. Mit Hilfe der Theorie von Landau und Lifshitz [10] von 1935, die als erste die Dynamik von Magnetisierungsvektoren beschrieben haben, konnten Brown [11] und Gilbert [12] anschließend die Grundlagen für den Mikromagnetismus ausarbeiten. Das Ergebnis dieser jahrzehntelangen Forschung ist die „weltberühmte“ Landau-Lifshitz-Gilbert Gleichung, hier in ihrer normalisierten Darstellung,

$$(2) \quad \dot{\mathbf{m}} = -\gamma_0 \mu_0 \underbrace{\mathbf{m} \times \mathbf{H}^{\text{eff}}}_{\text{Rotation}} + \alpha \underbrace{\mathbf{m} \times (\mathbf{m} \times \mathbf{H}^{\text{eff}})}_{\text{Dämpfung}}$$

die sowohl die räumlich als auch zeitlich veränderliche Änderung der Magnetisierung beschreibt. Die Magnetisierung kann ebenfalls durch $\mathbf{M} = M_s \mathbf{m}$ ausgedrückt werden, wobei M_s die materialabhängige Sättigungsmagnetisierung angibt und \mathbf{m} einen richtungsgebenden Einheitsvektor darstellt. Die Rate der Magnetisierung wird durch $\dot{\mathbf{m}}$ dargestellt. Außerdem fordert die Gleichung als numerisch anspruchsvolle Zwangsbedingung die Erfüllung der Euklidischen Norm $\|\mathbf{m}\|=1$.

Während die Konstanten γ_0 und α ebenfalls spezifische Eigenschaften des betrachteten Materials beschreiben, stellt das sogenannte effektive magnetische Feld \mathbf{H}^{eff} sowohl externe als auch interne Einflüsse auf das Umschaltverhalten der Magnetisierungsvektoren dar. Der Ursprung interner Einflüsse kann sowohl in der kristallinen Anisotropie als auch in den Wechselwirkungen zwischen den einzelnen Körnern liegen, oder aber ganz anderer Natur sein. Die kristalline Anisotropie variiert von Material zu Material und stellt den Einfluss des Kristallgitters auf die Magnetisierung dar. Hieraus resultieren im allgemeinen bevorzugte Richtungen der Magnetisierung und somit richtungsabhängige Eigenschaften der Materialien. Diese bevorzugten Richtungen werden auch als „easy axis“ bezeichnet, da sich die Magnetisierung „leicht“ entlang dieser Richtung anordnen lässt. Gegenteilig verhält es sich mit der „hard axis“. Die Anisotropie wird als von \mathbf{m} abhängige Energie \mathcal{H} ausgedrückt. Eine isotrope, eine uniaxiale und eine kubische Energie lauten

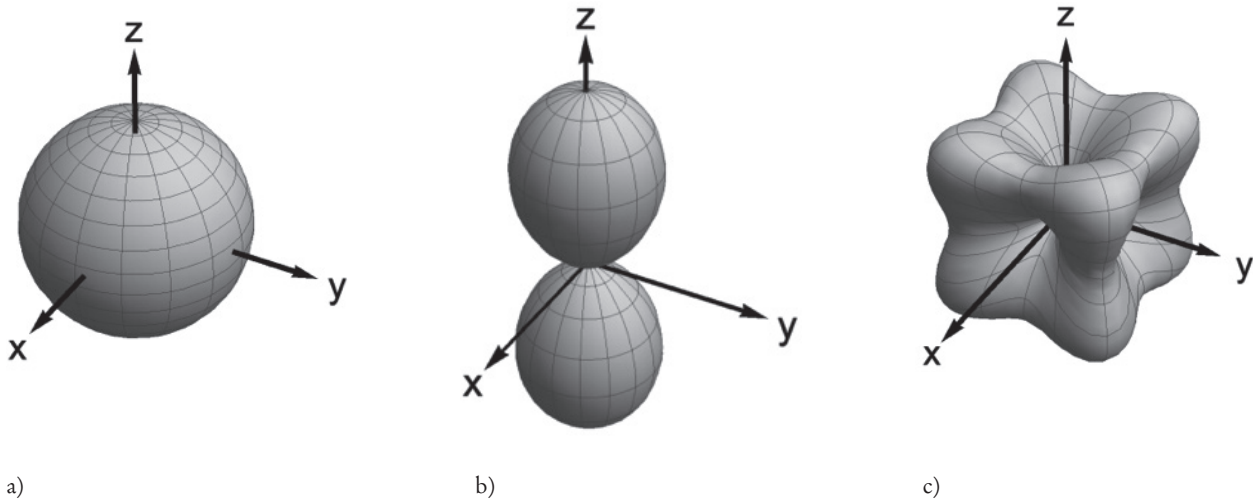
(3)

$$\mathcal{H}^{\text{iso}}(\mathbf{m}) = K_{\text{iso}}(\mathbf{m} \cdot \mathbf{m})$$

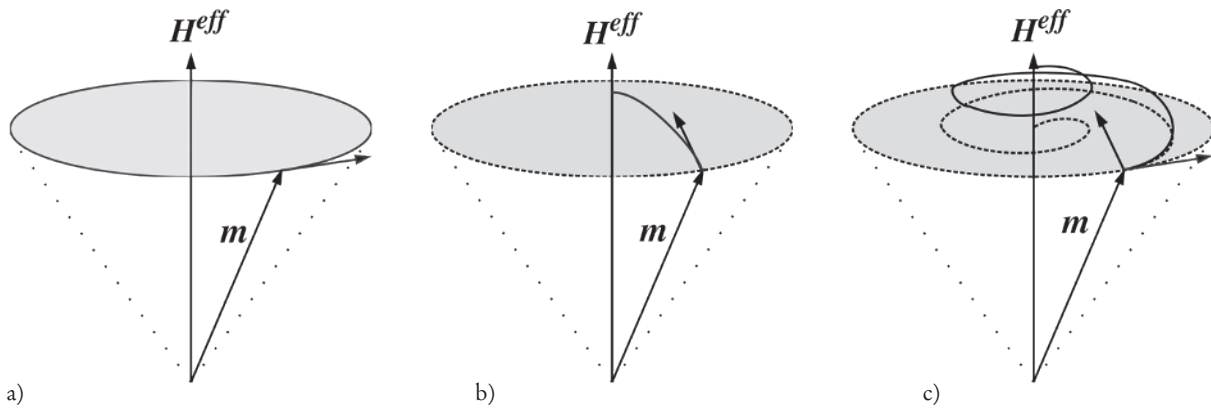
$$\mathcal{H}^{\text{uni}}(\mathbf{m}) = K_{\text{uni}} m_z^2$$

$$\mathcal{H}^{\text{cub}}(\mathbf{m}) = K_{\text{cub1}}(m_x^2 m_y^2 + m_y^2 m_z^2 + m_x^2 m_z^2) + K_{\text{cub2}}(m_x^2 m_y^2 m_z^2)$$

mit den Anisotropiekonstanten K_i . Die Ausprägung der Anisotropie lässt sich allerdings anschaulicher durch sogenannte Anisotropiekörper darstellen (Abb. 4). Abbildung (4a) zeigt einen isotropen Körper. Das bedeutet, dass das Material die gleichen Eigenschaften in alle Richtungen besitzt. Die anderen beiden Körper (Abb. 4b,c) zeigen eine uniaxiale und eine kubische Richtungsabhängigkeit. Externe Einflüsse wiederum können ein aufgebrachtes magnetisches Feld um den Magneten sein, aber auch mechanische Beanspruchungen wie Verzerrungen oder Spannungen, die von außen auf den Magneten einwirken. Die zwei Kreuzprodukt-Terme in der Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung sagen aus, dass die Magnetisierungs-



(4) In a) ist ein Isotropiekörper dargestellt, während b) einen uniaxialen und c) einen kubischen Anisotropiekörper zeigen.
Quelle: vgl. Bertotti [1998]

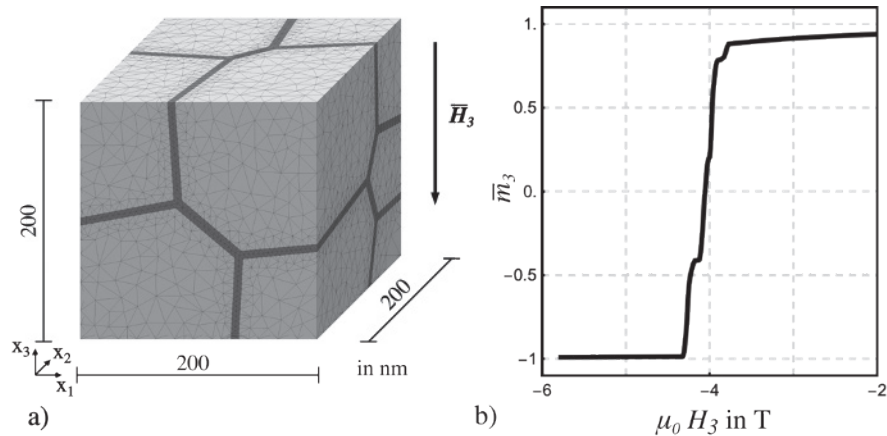
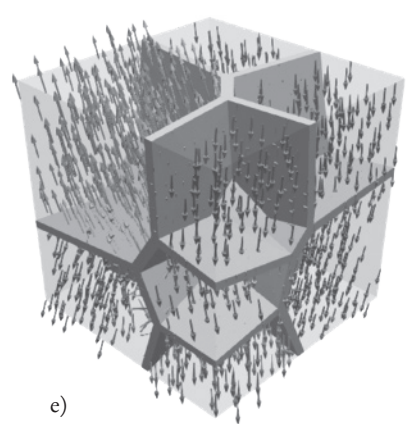
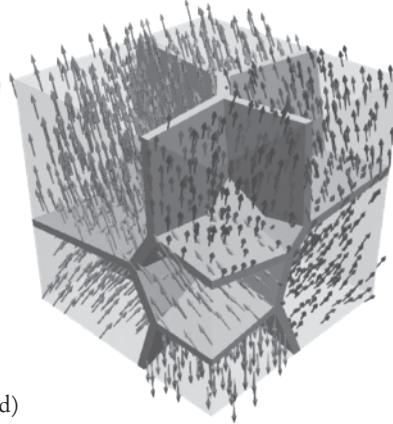
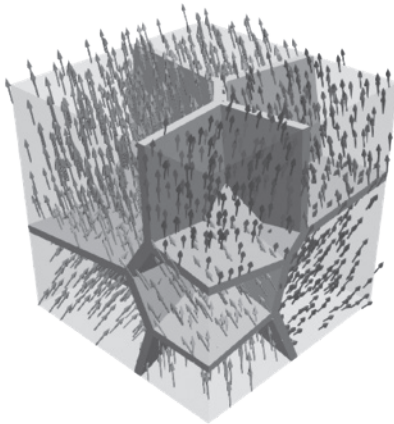


(5) In a) ist die Rotationsbewegung zu sehen und in b) die Dämpfungsbewegung der Magnetisierungsvektoren, die durch den ersten und zweiten Term der Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung dargestellt wird. Zusammen betrachtet, ergibt das eine gedämpfte Rotation, siehe c).
Quelle: eigene Darstellung

vektoren einerseits rotieren können (Abb. 5a) und sich andererseits mit fortlaufender Zeit, in Abhängigkeit vom Dämpfungsparameter α , parallel zum effektiven magnetischen Feld bewegen (Abb. 5b). Da beide Terme gleichzeitig in der Gleichung berücksichtigt werden, ergibt sich daraus eine gedämpfte Rotation (Abb. 5c) mit der finalen Position parallel zum effektiven Feld H^{eff} . Die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung bildet zusammen mit der Maxwell-Gleichung die Basis unserer Simulationen und ermöglicht uns eine computergestützte Analyse von magnetischen Materialien, wie bei der in Abbildung (6a) dargestellten

polykristallinen Struktur. Die hier hellgrau dargestellten magnetischen Körner bestehen in diesem Beispiel aus (NdFeB) und werden durch eine hier dunkelgrau dargestellte, zwölf Nanometer dicke, paramagnetische, neodymreiche Schicht voneinander getrennt. Die Dimension des Gefüges beträgt $200 \times 200 \times 200 \text{ nm}^3$. Die hier betrachtete initiale Orientierung der Magnetisierungsvektoren unterscheidet sich von Korn zu Korn (Abb. 6c) und liegt jeweils parallel zur leichten Achse. Die hier betrachteten leichten Achsen der Körner weichen um $\pm 10^\circ$ von der x_3 -Achse ab. Ohne äußere Einflüsse auf die Mikrostruktur bleibt die Magneti-

sierungsverteilung unverändert. Um eine Reaktion in der betrachteten Mikrostruktur zu generieren, wird ein externes magnetisches Feld von maximal $\mu_0 \vec{H} = [0, 0, -6]^T \text{ T}$ aufgebracht und gesteigert. Wie in Abbildung (6d) zu sehen ist, bewirkt das stetig anwachsende externe Feld ein Umschalten der Magnetisierungen innerhalb der Körner. Die paramagnetische Schicht zwischen den ferromagnetischen Körnern bewirkt, dass die einzelnen Körner unabhängig voneinander umschalten und sich nicht gegenseitig beeinflussen. Wenn das externe magnetische Feld gegenüber dem Volumendurchschnitt der Magnetisierung aufgetra-


 $\mu_0 H_3 = 0 \text{ T}$
 $\mu_0 H_3 = 4.0 \text{ T}$
 $\mu_0 H_3 = 4.3 \text{ T}$


c)

d)

e)

(6) Die ferromagnetischen NdFeB-Körner einer polykristallinen Mikrostruktur werden durch eine paramagnetische neodymreiche Schicht voneinander separiert und entkoppelt. In b) ist die simulierte Entmagnetisierungskurve dargestellt, während c) bis e) den entsprechenden Ummagnetisierungsprozess der polykristallinen Mikrostruktur zeigen.
Quelle: eigene Simulation

gen wird, ergibt sich die sogenannte Entmagnetisierungskurve (Abb. 6b). Hier äußert sich das Umschalten der Körner in Form von kleinen „Stufen“. Je mehr Stufen zu sehen sind, desto mehr Körner schalten unabhängig voneinander um, was meistens zu einer Verbesserung der Koerzitivfeldstärke führt und somit zu leistungsfähigeren Magneten.

Haben mechanische Einflüsse Auswirkungen auf die magnetischen Eigenschaften?

Wenn ein magnetisches Material einem externen magnetischen Feld ausgesetzt wird, kann es sein, dass

sich nicht nur die Magnetisierung des Materials ändert, sondern zum Beispiel auch dessen Länge. Dieses Verhalten wird als Magnetostriktion bezeichnet. Andersherum betrachtet ist es allerdings auch möglich, dass eine mechanische Verzerrung eine Änderung in der Magnetisierung der betrachteten Struktur hervorrufen kann. Dieser Effekt wird als inverse Magnetostriktion bezeichnet. Anwendungsfelder dieser Effekte sind zum Beispiel Aktuatoren, die Signale empfangen oder weitergeben können. Die Magnetostriktion oder die inverse Magnetostriktion sind Effekte, die numerisch sehr gut abzubilden sind. In diesem Beispiel wird Galfenol ($\text{Fe}_{81.3}\text{Ga}_{18.7}$), ein Mate-

rial mit bekannten magnetostriktiven Eigenschaften, betrachtet [13]. In ihrem Grundzustand seien die betrachteten Magnete keinen externen Einflüssen wie magnetischen Feldern oder mechanischen Einwirkungen ausgesetzt. Sie haben mehrere Bereiche mit jeweils einheitlicher Magnetisierung, die sogenannten Domänen. Diese Domänen definieren sich durch die gleichen Orientierungen in der Magnetisierung und grenzen sich so zueinander ab. In dem hier betrachteten Magneten aus Galfenol bilden sich insgesamt drei strudelförmige Muster ab, bestehend aus unterschiedlich orientierten Domänen (Abb. 7). Der Grundzustand des numerischen Experiments ist in

Abbildung (7a) dargestellt. Betrachtet wird eine dünne Schicht Galfenol von $120 \times 30 \times 3 \text{ nm}^3$, die sowohl komprimiert als auch gestreckt wird. Dabei wird eine Verschiebung von $u = \pm 0.07 \text{ nm}$ auf den Rändern aufgebracht. In diesem Versuch wird kein externes magnetisches Feld angelegt. Die Reaktion der Domänen auf die Kompression (Abb. 7b) äußert sich durch eine abwechselnde parallele beziehungsweise antiparallele Ausrichtung der Magnetisierungen zur x_2 -Achse, während der Zug (Abb. 7c) die Magnetisierung parallel beziehungsweise antiparallel zur x_1 -Achse ausrichtet.

Zusammenfassung

Magnetische Materialien lassen sich aus unserem Alltag nicht mehr wegdenken, sie bilden einen festen Bestandteil unseres technologischen Fortschrittes. Um diesen Fortschritt

weiter voranzutreiben, ist ein tiefes mathematisches und physikalisches Verständnis der zugrundeliegenden magnetischen Phänomene notwendig. Das Verhalten von magnetischem Material lässt sich durch die Maxwell-Gleichungen und die Landau-Lifshitz-Gilbert-Gleichung abbilden. Mit Hilfe dieser Gleichungen und basierend auf der Methode der finiten Elemente lassen sich in-silico-Charakterisierungen durchführen, die Rückschlüsse auf potenzielle Verbesserungen in mikrostrukturellen Zusammensetzungen erlauben, ohne jedes Mal ein Labor betreten zu müssen.

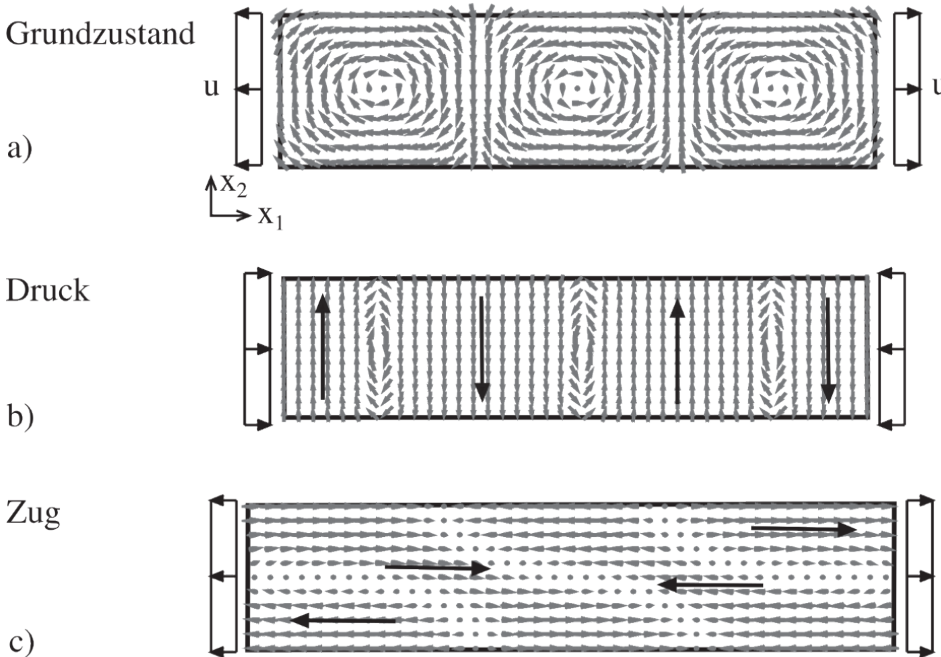
Summary

Magnetic materials have become an integral part of our everyday lives and play a crucial role in tech-

nological progress. To further drive this progress, a deep mathematical and physical understanding of the underlying magnetic phenomena is necessary. The behaviour of magnetic material can be modelled by Maxwell's equations and the Landau-Lifshitz-Gilbert equation. Using these equations and based on the finite element method, in-silico characterizations can be obtained that allow conclusions to be drawn about potential improvements in the microstructural composition without having to enter a laboratory each time.

Danksagung

Wir bedanken uns für die finanzielle Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft (DFG) im Rahmen des SFB/TRR 270, Projekt A07 „Scale-bridging of magnetomechanical mesostructures of additive manufactured and severe plastically deformed materials“, Projektnummer 405553726.



(7) In a) ist der Grundzustand eines magnetostriktiven Materials mit den Abmessungen $120 \times 30 \text{ nm}^2$ und einer Dicke von 3 nm dargestellt. $u = 0.07 \text{ nm}$ stellt eine aufgebrauchte Verschiebung auf dem Rand dar. Die Verschiebung wird so aufgebracht, dass das Material b) komprimiert beziehungsweise c) gezogen wird.
Quelle: eigene Darstellung

Anmerkungen

- [1] siehe auch Schmitz-Antoniak [2012]
 [2] vgl. Kovacs et al. [2020]
 [3] Gutfleisch et al. [2011]
 [4] vgl. Kovacs et al. [2020]
 [5] vgl. A. Rostek-Buetti [2019] und Bertelsmann Transformationsindex [2022]
 [6] vgl. Brown [1945]
 [7] Kronmüller [1987]
 [8] vgl. Soderžnik et al. [2017]
 [9] Soderžnik et al. [2017]
 [10] Landau und Lifshitz [1935]
 [11] Brown [1963]
 [12] Gilbert [2004]
 [13] vergleiche hierzu ebenfalls Yi und Xu [2014]

Literatur

- C. Schmitz-Antoniak, Grundlagen des Magnetismus, Vorlesungs Skript, WS 2012–2013.
 – J. Schröder, M. Reichel and C. Birk. An efficient numerical scheme for the FE-approximation of magnetic stray fields in infinite domains, *Comp. Mech.*, 2022, 70, 141–153, <https://doi.org/10.1007/s00466-022-02162-1>.
 – C. Birk, M. Reichel and J. Schröder. Magnetostatic simulations with consideration of exterior domains using the scaled boundary finite element method, *Comput. Methods Appl. Mech. Engrg.*, 2022, 399, 115362, <https://doi.org/10.1016/j.cma.2022.115362>.
 – O. Gutfleisch, M.A. Willard, E. Brück, C.H. Chen, S.G. Sankar and J.P. Liu. Magnetic materials for the 21st century: stronger, lighter, and more energy efficient, *Adv. Mat.*, 2011, 21, 821–842. <https://doi.org/10.1002/adma.201002180>.
 – A. Kovacs, J. Fischbacher, M. Gusenbauer, H. Oezelt, H.C. Herper, O.Y. Vekilova, P. Nieves, S. Arapan and T. Schrefl. Computational Design of Rare-Earth Reduced Permanent Magnets, *Engineering*, 2020, 6, 148–153, <https://doi.org/10.1016/j.eng.2019.11.006>.
 – M. Soderžnik, H. Sepehri-Amin, T.T. Sasaki, T. Ohkubo, Y. Takada, T. Sato, Y. Kaneko, A. Kato, T. Schrefl and K. Hono. Magnetization reversal of exchange-coupled and exchange-decoupled Nd-Fe-B magnets observed by magneto-optical Kerr effect microscopy, *Acta Mat.*, 2017, 135, 68–76, <http://dx.doi.org/10.1016/j.actamat.2017.05.006>.
 – Bertelsmann Transformationsindex. 2022. <https://bti-project.org/de/?&cb=00000>.
 – A. Rostek-Buetti. Wenn Seltene Erden zur „Waffe“ werden, *Deutsche Welle*, 2019, <https://p.dw.com/p/3Jweq>.
 – H. Kronmüller. Theory of Nucleation Fields in Inhomogeneous Ferromagnets, *Phys. Stat. Sol.*, 1987, 144, 385–396, <https://doi.org/10.1002/pssb.2221440134>.
 – W.F. Brown. Virtues and Weaknesses of the Domain Concept, *Rev. Mod. Phys.*, 1945, 17, 15–20, <https://doi.org/10.1103/RevModPhys.17.15>.
 – L. Landau and E. Lifshitz. On the theory of the dispersion of magnetic permeability in ferromagnetic bodies, *Phys. Zeit. Sowj.*, 1935, 153, 51–65, <https://doi.org/10.1016/B978-0-08-036364-6.50008-9>.

- T.L. Gilbert. A Phenomenological Theory of Damping in Ferromagnetic Materials, *IEEE trans. mag.*, 2004, 40, 3443–3449, <https://doi.org/10.1109/TMAG.2004.836740>.
 W. F. Brown, *Magnetoelastic interactions*, Springer, 1966, <https://doi.org/10.1007/978-3-642-87396-6>.
 – G. Bertotti. *Hysteresis in magnetism – For physicists, material scientists, and engineers*, Academic Press, 1998.
 – Arafura Resources Ltd., Nolans Project, Definitive Feasibility Study, Summary Report, 2019.
 – M. Yi and B.X. Xu. A constraint-free phase field model for ferromagnetic domain evolution, *Proc. R. Soc.*, 2014, 470, 20140517, <https://doi.org/10.1098/rspa.2014.0517>.

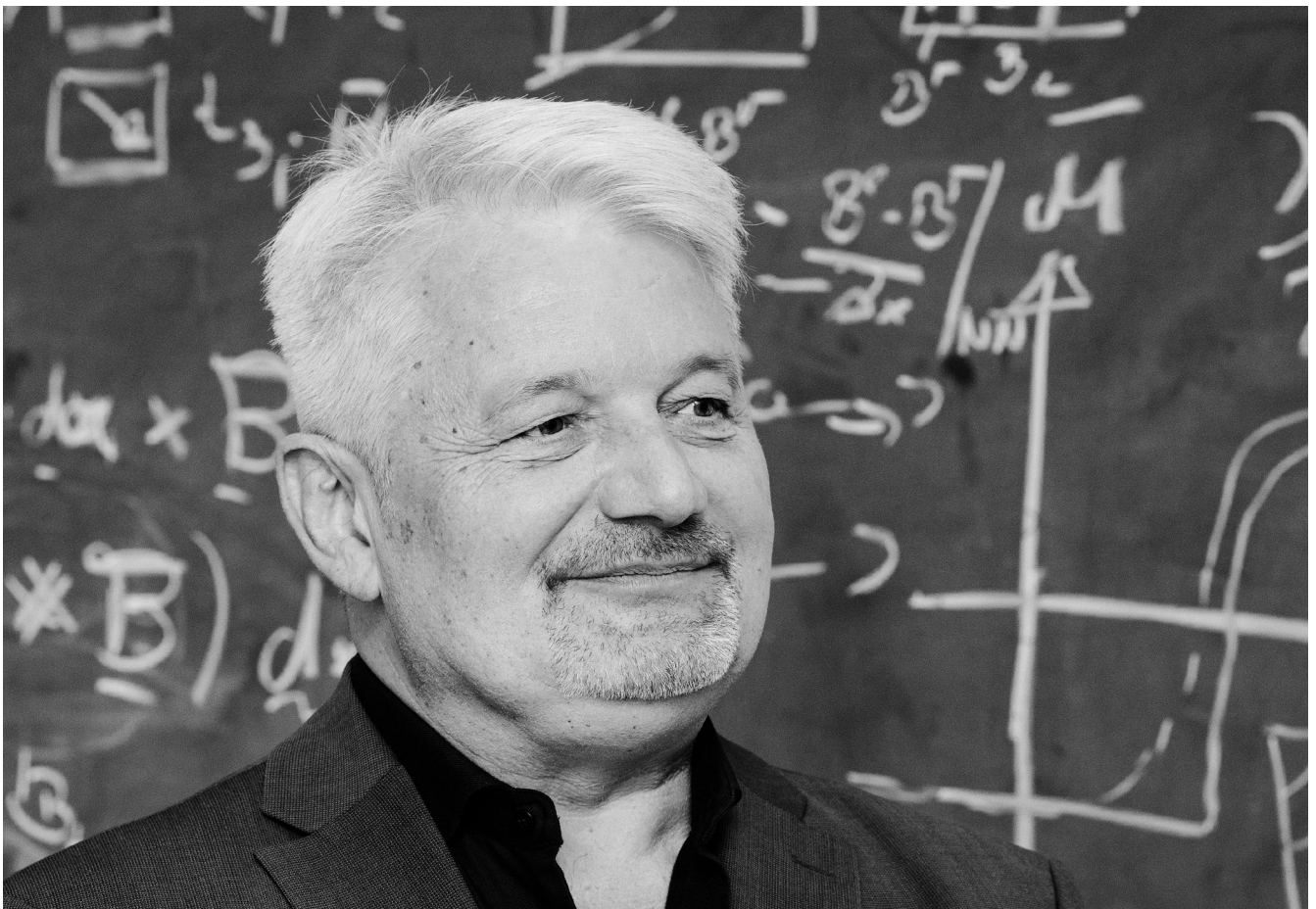
Die Autor*innen

Maximilian Reichel studierte zunächst Bauingenieurwesen an der Technischen Universität Dortmund mit dem Schwerpunkt des konstruktiven Ingenieurbaus und schloss es 2017 mit einer Bachelorarbeit am Institut für Mechanik ab. Anschließend wechselte er an die Universität Duisburg-Essen, wo er Computational Mechanics mit dem Schwerpunkt der Festkörpermechanik studierte und dies 2019 mit einer Masterarbeit am Institut für Mechanik erfolgreich beendete. Seit Herbst 2019 ist er wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Mechanik von Jörg Schröder und beschäftigt sich in seiner Promotion im Rahmen des SFB/TRR 270 Hommage mit der numerischen Modellierung und Simulation von ferromagnetischen Materialien.

Jörg Schröder studierte zunächst Bauingenieurwesen an der Fachhochschule Hildesheim/Holzwinden mit dem Schwerpunkt „Konstruktiver Ingenieurbau“; 1988 schloss er das Studium mit der Diplomprüfung ab. Anschließend nahm er an der Universität Hannover das Studium des Bauingenieurwesens auf, wo er 1989 Stipendiat der Studienstiftung des Deutschen Volkes wurde. Ende 1992 schloss er sein Studium mit einer Diplomarbeit in der computerorientierten Mechanik ab und wurde Assistent am Institut für Baumechanik und Numerische Mechanik im Fachbereich Bauingenieurwesen der Universität Hannover. Mit einer Dissertation über die theoretische und algorithmische Beschreibung anisotropen Materialverhaltens wurde er Ende 1995 zum Dr.-Ing. promoviert. Ab 1996 war Jörg Schröder Akademischer Rat am Institut für Mechanik (Bauwesen) am Lehrstuhl I von Christian Mische an der Universität Stuttgart, wo er 2000 im Fach Mechanik mit einem Thema im Bereich der Homogenisierungsmethoden in der nichtlinearen Kontinuumsmechanik habilitierte. Im Frühjahr 2000 erhielt er einen Ruf auf eine Professur für Mechanik an die Technische Universität Darmstadt und einen Ruf auf eine Professur für Baumechanik mit Schwerpunkt Materialtheorie an die Universität Hannover. Die Professur an der TU Darmstadt trat er im Herbst 2000 an. Im Jahre 2001 folgte ein Ruf auf eine Professur für das Fachgebiet

Mechanik der Fakultät Bauwesen an die heutige Universität Duisburg-Essen, den er zum Herbst 2001 annahm. Von 2012 bis 2019 leitete er die DFG-Forschungsgruppe FOR 1509 „Functional Materials at Multiple Scales, Continuum Modeling and Experimental Characterization“ und von 2014 bis heute das DFG-Schwerpunktprogramm 1748 „Reliable Simulation Techniques in Solid Mechanics. Development of Non-standard Discretization Methods, Mechanical and Mathematical Analysis“. Seine Forschungsschwerpunkte liegen im Bereich der Formulierung und Konstruktion anisotroper Materialgleichungen sowie ihrer algorithmischen Durchdringung und Umsetzung und der Weiterentwicklung der Finite-Elemente-Methode. Im Rahmen der theoretischen und computerorientierten Materialtheorie werden Konzepte des direkten Homogenisierungsverfahren insbesondere für elektro-, magnetisch-, mechanisch gekoppelte Randwertprobleme erforscht.

Bai-Xiang Xu studierte Technische Mechanik an der Hohai University, Nanjing, China an der sie 2002 die Bachelorprüfung ablegte. Anschließend beschäftigte sich Bai-Xiang Xu mit dem Forschungsgebiet der Mikromechanik von Festkörpern, in dem sie 2008 an der Peking University promoviert wurde. Von 2008 bis 2010 war sie Alexander von Humboldt-Stipendiatin und forschte anschließend als Postdoktorandin an der TU Darmstadt und der TU Kaiserslautern; 2011 wurde sie Juniorprofessorin und leitete das Fachgebiet Mechanik von Funktionsmaterialien am Institut für Werkstoffwissenschaften der TU Darmstadt. Nach erfolgreichem Tenure Track wurde sie 2016 als Universitätsprofessorin berufen und leitet weiterhin das Fachgebiet. Bai-Xiang Xu widmet sich der Beschreibung und Optimierung von Mikrostrukturen und der damit verbundenen Analyse von mechanischen und funktionellen Eigenschaften in Funktions- und Energiematerialien durch multiphysikalische Modelle und numerische Simulationen. Zu ihren aktuellen Forschungsthemen gehören multiphysikalische Phasenfeldmodellierung und Finite-Elemente-Simulationen an Batteriematerialien, ferromagnetischen und ferroelektrischen Materialien sowie die additive Fertigung polykristalliner Materialien.



Bai-Xiang Xu (oben), Jörg Schröder (unten). Fotos: Vladimir Unkovic

DuEPublico

Duisburg-Essen Publications online

UNIVERSITÄT
DUISBURG
ESSEN

Offen im Denken

ub | universitäts
bibliothek

Dieser Text wird via DuEPublico, dem Dokumenten- und Publikationsserver der Universität Duisburg-Essen, zur Verfügung gestellt. Die hier veröffentlichte Version der E-Publikation kann von einer eventuell ebenfalls veröffentlichten Verlagsversion abweichen.

DOI: 10.17185/duepublico/81849

URN: urn:nbn:de:hbz:465-20240416-115357-0

Erschienen in: UNIKATE 60 (2024), S. 28-37

Alle Rechte vorbehalten.