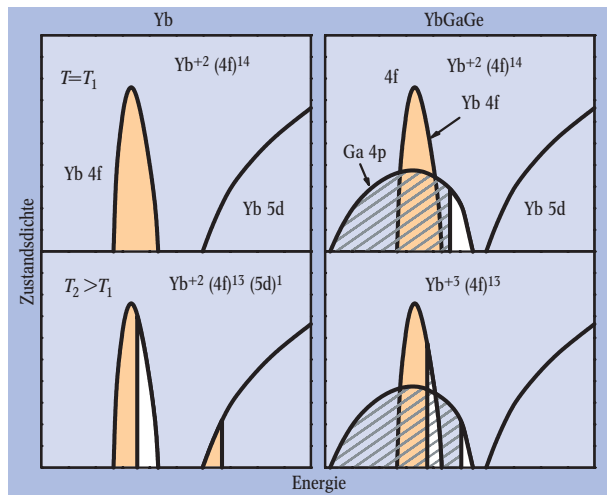


thermischen Ausdehnung als internationaler Längenstandard diente. Der Durchbruch gelang Charles-Edouard Guillaume 1896 mit der Invar-Legierung  $\text{Fe}_{0,65}\text{Ni}_{0,35}$  – dem ersten Material mit verschwindender thermischer Ausdehnung bei



**Abb. 2:** Änderung der elektronischen Konfiguration des  $\text{Yb}^{+2}$ -Ions mit der Temperatur für Yb und YbGaGe. oben: Tieftemperaturzustand. unten: Hochtemperaturzustand.

Prof. Dr. Mehmet Acet, Institut für Physik, Universität Duisburg-Essen, 47048 Duisburg

Zimmertemperatur. Das Problem des Urmetermaterials war damit gelöst. Diese Entdeckung hatte große Auswirkungen auf die Metrologie und führte zur Entwicklung weiterer, verwandter Materialien, u. a. Elinvar, Superinvar, usw. [2]. Für seine Forschung auf dem Gebiet des Invar erhielt Guillaume 1920 den Nobelpreis.

Die Ursache des Invar-Effekts blieb lange im Dunkeln. Im Jahr 1926 vermutete der japanische Physiker H. Masumoto als Erster, dass der Effekt auf die magnetischen und elektronischen Eigenschaften zurückzuführen ist [3]. Heute weiß man aus ab-initio-Bandstrukturrechnungen bei  $T = 0$ , dass der Grundzustand beim Atomvolumen  $V_0$  ein großes magnetisches Moment  $\mu$  von ca.  $2 \mu_B$  aufweist und daher High-Spin-Zustand (HS) genannt wird (Abb. 1). Verkleinert man das Volumen, so ändert sich bei einem kritischen Wert  $V < V_c$  das Moment sprunghaft und das Invar-System geht in den angeregten LS-Zustand (Low Spin) mit  $\mu \sim 0$  über. Aufgrund des LS-Zustandes entsteht in der Potentialkurve  $E(V)$  eine zusätzliche Anharmonizität für  $V < V_0$  (orange gestrichelt), sodass sich die Atome im Vergleich zu einem „normalen“ Metall weiter annähern können. Mit steigender Temperatur wird der LS-Zustand mit kleinem Volumen zunehmend besetzt und dadurch die „normale“ thermische Ausdehnung kompensiert. Mikroskopisch lässt sich

dieses Verhalten aus der Besetzung der 3d-Atomorbitale an der Fermi-Energie verstehen: Während im HS-Zustand stark abstoßende anti-bindende Zustände (mit  $t_{2g}$ -Symmetrie) besetzt sind (großer Atomabstand), befinden sich diese Zustände beim LS-Zustand oberhalb der Fermi-Energie und weniger abstoßende, nicht-bindende Zustände ( $e_{2g}$ ) sind besetzt (geringerer Atomabstand).

Die Ursache der verschwindenden Ausdehnung in der neuen Verbindung YbGaGe ist, wie in Invar, ebenfalls auf elektronische Eigenschaften zurückzuführen. Jedoch unterscheidet sich die Natur der elektronischen Übergänge. Für eine Erklärung sind die Eigenschaften des  $\text{Yb}^{+2}$ -Ions essenziell.  $\text{Yb}^{+2}$  existiert in zwei unterschiedlichen elektronischen Konfigurationen:  $(4f)^{14}$  sowie  $(4f)^{13}(5d)^1$ , wobei das Ion mit dem d-Elektron ein deutlich kleineres Volumen hat. Die relative Besetzung der Zustände hängt von der Temperatur ab, und mit zunehmender Temperatur nimmt die Population des Zustandes mit kleinem Volumen – wie bei Invar – zu, sodass die „normale“ Ausdehnung kompensiert wird. Beispiele für diesen Effekt sind in den Verbindungen YbCuAl und  $\text{Sm}_{0,75}\text{Y}_{0,25}\text{S}$  zu finden, in denen die thermischen Ausdehnungskoeffizienten bei Temperaturen zwischen 4,2 K und 300 K sogar negativ sind, d. h. der Effekt ist so stark, dass die „normale“ Gitterausdehnung überkompensiert wird.

Einen thermischen Ausdehnungskoeffizienten, der in einem großen Temperaturintervall gleich null ist, findet man in der Verbindung YbGaGe. Hier überlappen die 4p-Bänder von Ga und die schmalen 4f-Bänder von Yb (Abb. 2). Bei tiefen Temperaturen ( $T_1$ ) ist das  $\text{Yb}^{+2}$ -Ion in einer  $(4f)^{14}$  Konfiguration. Mit zunehmender Temperatur ( $T_2$ ) verlagert sich die Elektronendichte vom 4f-Band auf das Ga-4p-Band und die Konfiguration geht in  $\text{Yb}^{+3}(4f)^{13}$  über. Zwar schrumpft das Yb-Ion, aber die Größe des Ga-Ions bleibt fast erhalten. Deswegen wird die Ausdehnung nicht so stark wie in YbCuAl und  $\text{Sm}_{0,75}\text{Y}_{0,25}\text{S}$  kompensiert, sodass sie gerade im Temperaturintervall 100–400 K verschwindet.

Die Anwendungen von Materialien mit verschwindender Ausdehnung sind sehr vielfältig. Einige Beispiele sind: Schattenmasken für Fernsehröhren, Glas-Metall-

Einschmelzungen, Chip-Carrier, Wellenleiter, Teleskopteile, Bimetalle, usw.. Jede Anwendung hat ihre eigene Spezifikation (Dimension, Temperaturbereich der Anwendung, chemische Umgebung, usw.), sodass neue Materialien immer willkommen sind. Außer dem Interesse an konkreten Anwendungen bietet die verschwindende thermische Ausdehnung jedoch auch immer noch grundlegende physikalische Herausforderungen. Die bisherigen Erklärungen beruhen auf Bandstrukturrechnungen, die nur für  $T=0$  K gültig sind. Auch über 100 Jahre nach der Entdeckung des Invar-Effekts ist es aus *ab initio*-Rechnungen noch immer nicht klar, wie der Prozess bei endlichen Temperaturen genau beschrieben werden kann.

MEHMET ACET

- [1] J. R. Salvador, F. Guo, T. Hogan und M. G. Kanatzidis, Nature **425**, 702 (2003)
- [2] E. F. Wassermann, in Ferromagnetic Materials Vol. 5, K. H. J. Buschow, E. P. Wohlfahrt (Hrsg.), North-Holland, Amsterdam (1990); vgl. Phys. Blätter, Mai 2000, S. 27
- [3] Honda Memorial Series on Material Science No. 3, Physics and applications of Invar Alloys, H. Saito (Hrsg.), Maruzen Company, Tokyo (1978)

## Heizung der Sonnenkorona verstanden?

Die physikalische Natur der Korona, jenes herrlichen, bei totalen Sonnenfinsternissen in mannigfaltigen Formen sichtbaren Strahlenkranzes, blieb bis in die 30er-Jahre im Dunkeln. Ihre Entschlüsselung begann im Potsdamer Sonnenobservatorium Einsteinturm: Der als Spektroskopiker bekannte Walter Grotrian (Termschemata – „Grotrian-Diagramme“) hatte 1929 während einer Sonnenfinsternis-Expedition auf Sumatra Spektren der Koronastrahlung aufgenommen. Analysen dieser und ergänzender Daten führten Grotrian in den Folgejahren zu einer Reihe unerwarteter Ergebnisse: Es gelang ihm, mehrere Komponenten im Koronaspektrum zu identifizieren, und alle Interpretationen führten zum gleichen Ergebnis: Die Korona musste nicht nur eine sehr geringe Dichte aufweisen, sondern auch eine 200-fach höhere Temperatur als die Sonnenoberfläche in der Photosphäre. Aus dieser nur wenige hundert

Kilometer dicken (das entspricht ca. 0,0005 Sonnenradien) und rund 5800 K heißen Schicht wird der größte Teil der Sonnenenergie im Bereich des sichtbaren Lichts abgestrahlt. Der endgültige Durchbruch gelang durch die Identifizierung von zwei der bis dahin völlig unverständlichen Emissionslinien der Korona [1]: Es waren verbotene Linien des 9- und 10-fach ionisierten Eisens, die nur bei  $T \geq 10^6$  K entstehen konnten. Dieser extreme Wert muss nur wenige 1000 km oberhalb der „kalten“ Photosphäre aufrechterhalten werden. Nun ist es gelungen, durch Messung des Magnetfeldvektors in einer aktiven Sonnenregion neue Hinweise auf die Ursachen dieses extremen Nichtgleichgewichtszustandes zu finden.

Frühere Beobachtungen haben gezeigt, dass die Korona bevorzugt in Gebieten mit stärkeren Magnetfeldern, d. h. in aktiven Gebieten wie Regionen mit Sonnenflecken, Fackeln, Protuberanzen und Eruptionen, geheizt wird. Zwei Mechanismen wurden dafür vorgeschlagen und jahrzehntelang kontrovers diskutiert:

► *Dissipation mechanischer Wellen und elektromagnetischer Plasma-Wellen*: Turbulente Bewegungen in der Konvektionszone unterhalb der Photosphäre erzeugen Wellen in unterschiedlichen Eigenmoden, darunter Schallwellen und Alfvén-Wellen, die durch Auftrieb und Magnetfeld modifiziert werden, nach außen in Richtung abnehmender Dichte und inhomogener Magnetfelder laufen und dabei ein Anwachsen ihrer Amplitude erfahren bzw. in resonante Wechselwirkung mit der Zyklotronbewegung der Teilchen treten.

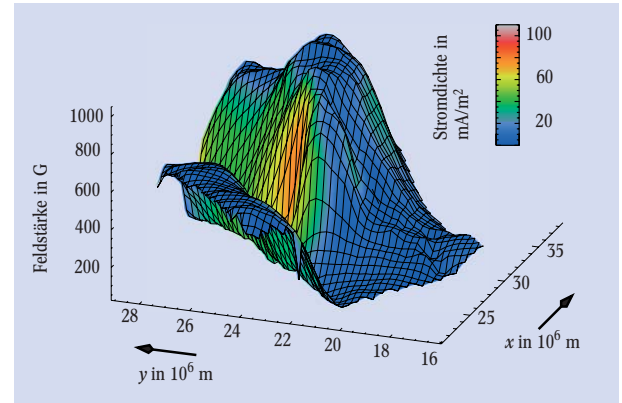
► *Dissipation magnetischer Energie in Stromschichten*: Dünne Schichten, in denen elektrische Ströme konzentriert sind (Stromschichten), entstehen, wenn die Magnetfeldrichtung an den Grenzflächen unabhängiger Flusssysteme Diskontinuitäten aufweist. Stromschichten existieren in allen hoch leitfähigen Plasmen, in denen das Magnetfeld nicht diffundieren kann, sondern sich mit dem Plasma mitbewegt. Myriaden solcher Stromschichten sollten durch die Turbulenz der Konvektionszellen unterhalb der Photosphäre, in denen das Magnetfeld der Korona verankert ist, erzwungen werden. Bei starker Relativbewegung der Flusssysteme und bevorzugt bei antiparalleler Orientierung der Magnetfelder bilden

sich neue Feldlinien, die die beiden Flusssysteme durch die Schicht hindurch verbinden. Diese „Rekonnexion“ geschieht zunächst lokal, symmetrisch zu einer neu gebildeten Linie in der Stromschicht mit X-förmiger Magnetfeldtopologie, wächst aber aufgrund einer positiven Rückkopplung mit der entstehenden Strömung schnell an. Bei der Rekonnexion werden enorme Mengen an magnetischer Energie freigesetzt; sie ist der effizienteste nichtoszillatorische Dissipationsprozess magnetisierter Plasmen und insbesondere auch ein aussichtsreicher Kandidat zur Erklärung von Sonneneruptionen.

Da die Prozesse auf zum Teil extrem kleinen Skalen ablaufen, die bisher nicht räumlich aufgelöst werden können, ist es sehr schwierig, mit Experimenten zwischen beiden Heizmechanismen zu unterscheiden. Vorläufige Beobachtungshinweise zugunsten des zweiten Prozesses hat es dennoch gegeben: So wurde bereits vor 30 Jahren am Einsteinturm die Magnetfeldverteilung von aktiven Regionen in der Photosphäre gemessen und theoretisch bis in die Korona extrapoliert. In einem Fall wies die Modellierung eine magnetische Neutralschicht mit lokal auf wenige Prozent reduzierter Magnetfeldstärke und X-förmiger Topologie (d. h. eine Stromschicht) auf [2].

Inzwischen stehen wesentlich exaktere und empfindlichere Messungen zur Verfügung, und die Verwendung solcher Daten hat jetzt einer Forschergruppe des Max-Planck-Instituts für Aeronomie einen wichtigen Fortschritt ermöglicht [3]: Am deutschen Vakuum-Turm-Teleskop im spanischen Observatorio del Teide wurde der Magnetfeld-Vektor in einer aktiven Sonnenregion mit Hilfe des spanischen Teneriffa-Infrarot-Polarimeters gemessen, und zwar sowohl in der Photosphäre als auch mit Hilfe einer Linie des neutralen Heliums in der Chromosphäre, jener höheren Schicht der Sonnenatmosphäre, in der die Temperatur von der Photosphäre zur Korona steil ansteigt. Obwohl die Interpretation von Messungen in der He-Linie sehr kompliziert ist und die räumliche Auflösung noch immer weit von den kleinsten Skalen entfernt bleibt, gelang es, eine Magnetfeld-Karte der Chromosphäre abzuleiten, die zum ersten Mal sehr deutlich eine begrenzte lineare Region mit abrupter Feldabnahme zeigt (Abb.). Diese offensichtliche

Stromschicht folgt direkt aus der Messung des Magnetfeldvektors – ohne die Zusatzannahmen einer Extrapolationsrechnung. Eine Relevanz für die Heizung der Korona und der oberen Chromosphäre liegt unmittelbar nahe, aber die endgültige Entscheidung über den Prozess wird noch umfangreichere



Erstmals wurde in der Chromosphäre der Sonne eine Stromschicht beobachtet [3]. Die Erhebung der Fläche zeigt den Betrag der Magnetfeldstärke, ihre Farbcodierung repräsentiert den Betrag der horizontalen Stromdichte, die sich aus der Messung des in der Umgebung der Schicht nahezu vertikalen und nahezu antiparallelen Feldvektors  $B(x,y)$  gemäß  $j = \nabla \times B / \mu_0$  ergibt. Der Strom (grüne bis rote Farbcodierung) ist in einer Schicht mit einer Dicke konzentriert, die der erreichten Bildauflösung entspricht; sein räumliches Profil konnte daher nur ansatzweise abgeleitet werden.

Untersuchungen in der eingeschlagenen Richtung und Vergleiche mit Koronaaufnahmen im EUV oder Röntgenlicht erfordern.

Die erfolgreiche Beobachtung und Analyse besitzt ein weiter reichendes Potenzial für vielfältige Untersuchungen der magnetischen Struktur der Sonnenatmosphäre. Erwartet werden Erkenntnisse unter anderem über die Natur der turbulenten Magnetokonvektion, über die hypothetische Existenz eines „Oberflächendynamos“ und über Instabilitäten in Stromschichten [4] oder magnetischen Bögen [5], die zu solaren Ausbrüchen führen und dadurch das „Weltraumwetter“ dominieren.

JÜRGEN STAUDE UND  
BERNHARD KLIEM

Prof. Dr. Jürgen Staude und Dr. Bernhard Kliem, Astrophysikalisches Institut Potsdam, Sonnenobservatorium Einsteinturm, Telegrafenberg A 27, 14473 Potsdam

- [1] W. Grotrian, *Naturwissenschaften* **27**, 214 (1939).
- [2] N. Seehafer und J. Staude, *Solar Physics* **67**, 121 (1980)
- [3] S. K. Solanki et al., *Nature* **425**, 692 (2003)
- [4] B. Kliem, M. Karlický und A. O. Benz, *Astronomy Astrophysics* **360**, 715 (2000)
- [5] T. Török, B. Kliem und V. S. Titov, *Astronomy Astrophysics* (2003, im Druck)