

Das Sonnensystem als Plasmalabor

„Wenn die Sonne kein Magnetfeld hätte, dann wäre sie so langweilig, wie die meisten Nacht-Astronomen glauben, dass sie es ist.“

Robert B. Leighton, um 1965

Historisch gesehen waren es die Erkenntnisse über die Hintergründe der Vorgänge in unserem „eigenen“ Sonnensystem, die in den vergangenen Jahrzehnten ein tieferes Verständnis auch der im entfernteren und frühen Universum ablaufenden physikalischen Prozesse möglich gemacht haben. Astrophysiker erforschen heute die Struktur und Entwicklung extrasolarer Planetensysteme, von Sternen mit ganz unterschiedlicher Masse in verschiedenen Entwicklungsstadien, von wechselwirkenden Galaxien in riesigen Galaxienhaufen sowie die Dynamik der damit häufig verbundenen hochenergetischen Prozessabläufe.

In unserem fast vollständig von Plasmamaterie durchsetzten Universum spielen Magnetfelder neben der Gravitation eine zentrale Rolle. Im Sonnensystem können die im magnetisierten Plasma ablaufenden Wechselwirkungsprozesse teilweise von Satelliten aus vor Ort „in situ“ untersucht werden. Die relativ große Nähe der zu beobachtenden Phänomene in Bezug auf die Erde ermöglicht die Gewinnung besonders hochaufgelöster Beobachtungsdaten mithilfe bodengestützt oder vom nahen Weltraum aus arbeitender Observatorien. Die Sonne sowie die Magnetosphären der Planeten und

kleinerer Himmelsobjekte unseres Sternsystems sind heute ein besonders wichtiges Plasmalabor für die Plasma- und Astrophysiker. Natürlich zählen die in Institutslaboratorien durchgeführten Experimente sowie komplexe Simulationsrechnungen auf besonders leistungsfähigen Rechnern ebenso zu den ergiebigen Methoden für die Gewinnung tiefer Erkenntnisse über die relevanten Vorgänge in unserem Plasmauniversum.

2.1 Materie im Plasmazustand

Auf der „neutralen“ Erde befindet sich die „normale“ Materie in der Regel in einem der drei klassischen Zustände. Je nach Stärke der Bindungskräfte im Verhältnis zur thermischen Energie der sie bildenden Partikel manifestiert sie sich entweder in fester, flüssiger oder gasförmiger Form. Phasenübergänge zwischen diesen Zuständen werden durch Energiezufuhr oder Abnahme möglich. Bei zunehmender Temperatur können Moleküle in ihre einzelnen Atome dissoziieren. Bei verstärkter Aufheizung der Materie, durch Einstrahlung von Photonen und bei Kollisionen mit anderen Partikeln können Atome oder auch Moleküle ionisiert werden. Sie verlieren Elektronen aus ihrer Hülle, sind elektrisch geladen und nicht mehr neutral. Das resultierende sogenannte Plasma besteht danach im Wesentlichen aus einer Mischung von neutralen Partikeln, Atomen, Molekülen oder Staubteilchen, aus positiven, sehr viel seltener negativen Ionen sowie aus negativ geladenen Elektronen. Auf der Erde kann man die von Materie im Plasmazustand ausgehenden Leuchterscheinungen beispielsweise in Gasentladungsröhren oder bei den Polarlichtern beobachten.

Der amerikanische Nobelpreisträger Irving Langmuir (1881–1957) prägte den Plasmabegriff im Rahmen seiner Experimente zur Gasentladung. Er bezeichnete damit Gebiete mit extrem geringer resultierender Raumladungsdichte, in denen sich, getrennt voneinander,

elektrisch positiv beziehungsweise negativ geladene Ionen und Elektronen frei bewegen. Das Wort Plasma kommt aus dem Griechischen und kann als „Gebilde“ oder „Bildungsfähigkeit“ übersetzt werden. Wie beim Zustand der Protoplasmen in organischen Zellen bleiben auch die Elektronen und Ionen bei Schwingungen in ionisierten Gasen in gewisser Weise gallertartig miteinander verbunden. Sie bewegen sich dabei so, dass sie aufgrund der zwischen den geladenen Partikeln wirkenden elektrischen Kräfte, nach außen hin quasineutral erscheinend, aneinandergebunden bleiben. Bei Temperaturen über 10.000 Grad befindet sich die Materie generell im Plasmazustand.

Eigenschaften des Plasmas im Universum Die in Teilbereichen des Universums zusätzlich mit Staubpartikeln durchsetzte Plasmamaterie besteht aus teilweise oder vollständig ionisierten Gasen. Die in ihr enthaltenen Teilchen sind frei beweglich. Atome sowie die negativ beziehungsweise positiv geladenen Elektronen und die unterschiedlichen Ionen-Arten können sich dabei aufgrund ihrer unterschiedlichen Trägheit mit voneinander sehr abweichenden mittleren Geschwindigkeiten bewegen. Bei lokaler Ausbildung von Überschussladungen würden spontan elektrische Felder erzeugt werden, die das Fließen elektrischer Ströme sowie die Bildung von Magnetfeldstrukturen zur Folge hätten. Die durch die Vermittlung dieser Felder bewirkten komplexen und nicht linearen Prozessabläufe auch auf großräumigen Skalen ermöglichen kollektive Wechselwirkungsprozesse. Anders als bei neutralen Gasen oder Flüssigkeiten wechselwirken geladene Teilchen im extrem dünnen, „stoßfreien“ Plasma auch ohne dass sie sich berühren, ohne direkte Stoßprozesse auszuführen. Die Existenz ausgedehnter Magnetfelder spielt hierbei eine zentrale Rolle.

Die Plasmamaterie hat aufgrund der freien Ladungsträger eine mit Metallen vergleichbare hohe elektrische und thermische Leitfähigkeit. Wie ein normales Gas ist diese Materie bei geringer Teilchendichte leicht komprimierbar. Bei auftretenden Dichtegradienten

diffundieren die Plasmateilchen von einem Gebiet größerer in ein Gebiet geringerer Dichte. Wegen ihrer im Ruhezustand um den Faktor $1/1836$ geringeren Masse haben die Elektronen dabei die Tendenz, sich sehr viel schneller als die trägeren Ionen zu zerstreuen. Eine damit einhergehende Ladungstrennung erzeugt aber ein elektrisches Feld, welches den Diffusionsprozess der positiv geladenen Ionen beschleunigt.

Die „ambipolare“ Diffusion beschreibt in diesem Zusammenhang die Tatsache, dass alle geladenen Partikel des Plasmas letztlich mit ähnlich großer Geschwindigkeit diffundieren. In Gegenwart großskaligerer Magnetfeldstrukturen wird der Diffusionsprozess geladener Partikel quer zum Magnetfeld mit zunehmender magnetischer Flussdichte deutlich behindert. Stoßprozesse mit den im Magnetfeld gyrierenden Ionen oder Elektronen können dabei allerdings auch die Diffusion neutraler Partikel durch das Magnetfeld hindurch erschweren. Eine Verdichtung des Plasmas entlang des Magnetfeldes fällt daher in der Regel deutlich effektiver aus als quer dazu.

Wie bei Flüssigkeiten treten im Plasma unterschiedlichste Wellenphänomene auf. Sich ausbreitende Schallwellen, rein magnetische Alfvén-Wellen oder die gleichzeitig durch Gas- und Magnetfelddruck beeinflussten magnetosonischen Wellen können miteinander wechselwirken. Reflexionen an Schockfronten ändern deren Ausbreitungsrichtung. Dissipative Prozesse führen zur Dämpfung der Wellenamplituden.

Wenn die Plasmamaterie unter dem Einfluss magnetischer Prozesse keine Gleichgewichtskonfiguration einnehmen kann, werden unterschiedliche Instabilitäten ausgelöst. Die Plasmamaterie kann in Magnetfeldstrukturen zwar vorübergehend relativ stabil eingelagert werden. Wechselseitig bestimmen andererseits aber auch Plasma und das Magnetfeld wesentlich die turbulenten Eigenschaften des betrachteten Mediums. Widerstandsinstabilitäten wie die magnetische Rekonnexion setzen im Plasma gewaltige Mengen magneti-

scher Energien frei. Diese Störung führt in der Regel zur Anregung und Ausbreitung von Wellen. Sie bewirkt eine Aufheizung der lokalen Materieumgebung, setzt dabei Strahlungsprozesse in Gang. Sie löst Materieströmungen aus und kann einzelne Partikel auf besonders hohe Energien beschleunigen. Welle-Teilchen-Wechselwirkungen unterstützen diesen Prozess. Elektromagnetische Felder, Gravitationsfelder und gekrümmte, mit Feldgradienten versehene Magnetfelder lösen zusätzliche Driftbewegungen geladener Teilchen im Magnetfeld aus.

Aufgrund ihrer im Vergleich zu den Elektronen meist mehrere tausendfach größeren Masse bestimmen die Ionen, neutralen Atome, Moleküle und Staubpartikel den im Weltraum-Plasma ablaufenden Materietransportes fast ausschließlich. Wegen ihrer geringen Trägheit sind die massearmen Elektronen andererseits wesentlich für den Stromtransport verantwortlich. Bei schnell ablaufenden Vorgängen im Plasma bilden die trägen Ionen, vergleichbar mit dem Ionengitter eines Metalls, ein eher starres Netzwerk, durch das sich die negativ geladenen Elektronen hindurch bewegen können und so den elektrischen Stromfluss dominierend bestimmen.

Nur auf den ersten Blick scheint dieser Sachverhalt im Widerspruch dazu zu stehen, dass das Plasma makroskopisch als quasineutral anzusehen ist. In der Ionosphäre der Erde oder im riesig ausgedehnten, dünnen interstellaren Raum sollte dies ja schon außerhalb der nach dem niederländischen Physiker Peter Debye (1884–1966) benannten Debye-Länge bei etwa 10^{-3} m beziehungsweise 10 m der Fall sein. Müssten da aber die positiv geladenen Ionen nicht ebenfalls einen Stromtransport, allerdings in umgekehrter Richtung, bewerkstelligen? Man bedenke jedoch, dass es auch nur die Elektronen sind, die in einem entlang eines Kabels geführten technischen Stromkreis den Ladungstransport bewerkstelligen.

Die Stabilität der makroskopischen Ladungsneutralität im Kosmos ist eine zentrale Eigenschaft der Plasmamaterie. Wenn das Plasma durch einen Prozess gestört wird, werden die Partikel bewegt. An-

ders als die leichten Elektronen reagieren die schweren Ionen nur sehr träge. Dabei entstehende interne Ladungskonzentrationen lösen aufgrund der Coulomb'schen Anziehungskräfte kollektive Bewegungen insbesondere der Elektronen aus, die den ursprünglich neutralen Ladungszustand wieder herstellen wollen. Dabei schießen die negativ geladenen Partikel wiederholt über den angestrebten Ausgleichszustand hinaus. Sie bewirken so eine kollektive Oszillation des Plasmas mit einer charakteristischen Frequenz.

Theorien zur Plasmaphysik Die im turbulenten, magnetisierten Plasma des Weltalls ablaufenden physikalischen Prozesse können im Rahmen unterschiedlicher Theorien analysiert werden, die auf unterschiedlichen Abstraktionsebenen arbeiten. Variablen beschreiben dabei den Zustand eines Systems, Gleichungen seine zeitliche Entwicklung in Abhängigkeit vom betrachteten Ort.

In der Teilchen-Orbit-Theorie studiert man die Bewegung einzelner geladener Teilchen in Gegenwart spezieller elektrischer und magnetischer Felder, ihre Spiralbahnen um Magnetfelder und ihre Driftbewegungen. Jegliche Rückwirkungen von Ansammlungen oder gerichteten Bewegungen dieser Partikel auf die äußeren, räumlich oder zeitlich variablen Felder sowie Stoßprozesse bleiben dabei unberücksichtigt.

Die kinetische Plasmatheorie basiert auf einem statistischen Ansatz, bei dem die Eigenschaften einer großen Vielzahl von miteinander und mit den Feldern wechselwirkender Partikel durch eine Verteilungsfunktion beschrieben werden. Stoßprozesse können in der die Entwicklung eines solchen physikalischen Systems beschreibenden Differenzialgleichungen berücksichtigt werden.

In der makroskopischen Theorie wird das Plasma als quasineutrales Fluid betrachtet, dessen Entwicklung zu verschiedenen Zeiten und an allen Orten allein durch seine lokale Temperatur, Dichte, durch die vorherrschenden Geschwindigkeits- und Magnetfelder beschrie-

ben werden kann. Die Rolle des elektrischen Felds kann aufgrund der vorherrschenden Ladungsneutralität im Bezugssystem des bewegten Plasmafluids vernachlässigt werden. Im 2-Komponenten-Modell wird die Plasmadynamik anhand von Gleichungen für die positiven Ionen und die negativen Elektronen getrennt beschrieben. Hierbei finden noch die auf kleinen Längen- und Zeitskalen wie beispielsweise der Debye-Länge beziehungsweise der Plasmafrequenz ablaufenden Prozesse Berücksichtigung. In letzter Zeit wird verstärkt auch der mögliche Einfluss der Staub-Komponente im Plasma berücksichtigt.

Der entscheidende Schritt hin zu der erfolgreichen, als Magneto-hydrodynamik (MHD) bezeichneten makroskopischen Theorie gelingt schließlich durch weitere Mittelung über die mikroskopische Dynamik, durch Beschreibung relevanter Vorgänge nur auf größeren Längen- und Zeitskalen. Unter dem Einfluss der Magnetfelder betrachtet der Fluid-Charakter dieser Theorie die Bewegung des leitfähigen Plasmas wie die einer Flüssigkeit als Ganzes, ohne die spezielle Rolle einzelner Elektronen oder Ionen zu berücksichtigen. Die Verlässlichkeit der mithilfe der MHD-Theorie ermittelten Aussagen wächst dabei mit der Stärke der involvierten Magnetfelder. Die im Plasma unseres Sonnensystems anzutreffenden Geschwindigkeitsgrößen v werden in der Regel als sehr klein im Vergleich zur Lichtgeschwindigkeit c angenommen. Für die Erforschung extrem hochenergetischer Prozesse müssen aber anstelle der für $v \ll c$ relativ einfachen MHD-Gleichungen die wesentlich komplizierteren Gleichungen der relativistischen MHD-Theorie für Geschwindigkeiten nahe der Lichtgeschwindigkeit gelöst werden.

In stark nicht linearen Rückkopplungsprozessen können charakteristische Magnetfeldstrukturen ihrerseits selbst durch die Bewegungen des leitfähigen Mediums erzeugt werden. Turbulenzen, Auftriebs-, Konvektions- oder Advektionsströmungen der Materie sowie andere Instabilitäten produzieren geeignet geformte Bewegungsmuster

im Plasma, die in Dynamoprozessen, ausgehend von einem schwachen Saatfeld, stationäre oder zeitlich variierende oszillierende magnetische Feldstrukturen generieren helfen. Anders als bei einem selbsterregten Generator in einem Kraftwerk, bei dem elektrische Spannung zwar ebenfalls nach dem Faraday'schen Induktionsgesetz induziert wird, fließen die Ströme bei einem solchen kosmischen Dynamo aber nicht in raumfesten oder rotierenden metallischen Kabeln. Der Prozess der Umwandlung von kinetischer Energie in elektromagnetische Energie läuft hierbei in einem nahezu homogenen Medium ab.

Aufgrund der in der Realität nicht unendlich hohen elektrischen Leitfähigkeit der Plasmamaterie bauen sich Magnetfelder im Laufe der Zeit ab. Sie dissipieren in der Regel allerdings auf relativ langen Zeitskalen. Im Rahmen der Modellvorstellungen der sogenannten „idealen“ MHD betrachtet man vereinfachend nur Entwicklungsprozesse, die in Zeiträumen ablaufen, die relativ kurz zu der des resistiven Zerfalls der Magnetfelder aufgrund des endlichen elektrischen Widerstand des Plasmamediums sind.

In besonderen, beispielsweise durch Stromschichten in charakteristischen Magnetfeldstrukturen geprägten Grenzlagen kann von solchen idealisierten Bedingungen zeitweise nicht mehr ausgegangen werden. Der spezifische Widerstand nimmt hier grenzüberschreitend zu. Magnetische Feldstrukturen verschmelzen plötzlich an charakteristischen Punkten lokal miteinander. Materiekomponenten können durch die Magnetfelder hindurch diffundieren. Es breiten sich magnetisch geprägte Wellen aus. Instantan bilden sich global veränderte großräumige Topologien, neue Anordnungen und Verknüpfungen der Magnetfeldstrukturen aus. Erzeugte starke elektrische Felder beschleunigen Teilchen und Materieansammlungen auf hohe Geschwindigkeiten. Die Plasmamaterie der Umgebung wird aufgeheizt. Der Prozess der magnetischen Rekonnexion hat im lokal resistiven Plasma eingesetzt. Die „ideale“ MHD-Betrachtungsweise findet hier ihre Grenze. Unter Umständen muss jetzt das

Elektronen und positiv geladene Ionen getrennt betrachtende 2-Komponenten-Modell angewandt werden. Vielleicht ist aber hierbei generell die Betrachtung des Plasmas als ein Fluid schon ungeeignet, müssen ablaufende Prozesse im Rahmen der kinetischen Plasmatheorie analysiert werden.

Modellvorstellungen über Magnetfelder Die magnetische Flussdichte $\vec{B}(\vec{x}, t)$ mit $\vec{x} = (x_1, x_2, x_3)$ stellt eine von den drei Ortskoordinaten x_1, x_2, x_3 und der Zeit t abhängige gerichtete physikalische Messgröße dar, die die variablen Eigenschaften des Magnetfeldes beschreibt. Die drei räumlichen Komponenten dieser Vektorgröße beschreiben am jeweiligen Ort und zum Zeitpunkt der Messung sowohl die Stärke (den Betrag) als auch die Ausrichtung und Orientierung dieser Messgröße. Man stelle sich vor, dass es einen punktförmigen, masselosen und getrennt von einem Südpol isoliert existierenden magnetischen Elementar-Nordpol gäbe, der sich in einem Magnetfeld frei schwebend bewegen ließe. Dann würde der Betrag $|\vec{B}|$ der magnetischen Flussdichte für den jeweiligen Ort anschaulich ein Maß für die Stärke der magnetischen Kraftwirkung darstellen, mit der das Magnetfeld auf diesen idealisierten Probekörper einwirkt. Die Ausrichtung von \vec{B} gibt dann die Richtung an, in die eine Kraftwirkung erfolgt.

Die Anordnung dipolartig magnetisierter Eisenpfeilspäne im Magnetfeld eines Permanent- oder Elektromagneten veranschaulicht besonders eindrucksvoll die generell linienförmige Ausrichtung magnetischer Feldvektoren. Der Begriff der magnetischen Feldlinie wurde deshalb als ein Hilfsmittel eingeführt, um schnell einen ersten anschaulichen Überblick über den typischen Verlauf interessierender Feldstrukturen zu gewinnen. Dieser außerordentlich nützliche Begriff hat allein eine Bedeutung als Modellvorstellung.

Anders als der real vermessbaren magnetischen Flussdichte \vec{B} kommt der magnetischen Feldlinie keinerlei physikalische Realität zu. Magnetische Feldlinien sind gedachte oder gezeichnete, mit einem in Richtung vom Nord- zum Südpol weisenden Pfeil ver-

sehene Linien, die in zwei- oder dreidimensionalen Räumen den qualitativen Verlauf des magnetischen Feldvektors repräsentieren. Es werden dabei stets nur einige der theoretisch unendlich vielen Feldlinien gezeichnet. Anschaulich naiv im Feldlinienmodellbild ist die Stärke der magnetischen Flussdichte ein Maß dafür, wie orts- und zeitabhängig dicht gepackt die (in Wirklichkeit natürlich stets unendlich vielen) magnetischen Feldlinien eine Fläche „durchfließen“.

Die Tatsache, dass die magnetische Flussdichte nach dem sogenannten Gauß'schen Gesetz (Näheres dazu siehe Einschub 2) stets quellen- und senkenfrei, also der gesamte Magnetfluss durch jede geschlossene Oberfläche eines Raumvolumens gemäß

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \Leftrightarrow \oint_0 \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0$$

stets gleich null sein muss, drückt sich im anschaulichen Modellbild dadurch aus, dass die topologische Struktur der magnetischen Flussdichte veranschaulichenden magnetischen Feldlinien stets geschlossen sein müssen.

Aufnahmen der koronalen Feldstrukturen der Sonne vermitteln den Eindruck, dass zumindest solare Magnetfelder immer wieder röhrenförmig gebündelt aus der Sonnenoberfläche austreten. Das extrem idealisierte Feldlinienbild sollte von daher zu dem realeren Modellbild einer Flussröhre erweitert werden. Ein ganzes Büschel von Feldlinien durchläuft in diesem Bild eine von einer geschlossenen Kurve umgebene Fläche. Eine äußere Hülle von Feldlinien hält diese mehr oder weniger dünne Flussröhre schlauchartig zusammen. Unterschiedliche magnetische Feldlinien können sich nicht schneiden, denn in ihren Schnittpunkten wäre die Richtung des magnetischen Vektors dann nicht eindeutig festgelegt. Alle Feldlinien, die einen Punkt im Inneren einer Flussröhre haben, müssen deshalb

<http://www.springer.com/978-3-642-34756-6>

Magnetischer Kosmos

To B or not to B

von Kusserow, U.

2013, XVI, 311 S. 63 Abb., 32 Abb. in Farbe., Softcover

ISBN: 978-3-642-34756-6