Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 63 (1972)
Heft: 4

Artikel: Kernfusion mit Lasern
Autor: Weber, H.
DOI: https://doi.org/10.5169/seals-915666

Nutzungsbedingungen
Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. Mehr erfahren

Conditions d'utilisation
L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. En savoir plus

Terms of use
The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. Find out more

Download PDF: 08.07.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, https://www.e-periodica.ch

Kernfusion mit Lasern

Vortrag, gehalten an der Diskussionsversammlung des SEV über Laserstrahlung vom 9. November 1971 in Bern,

von *H. Weber*, Bern

621.373.826.095.222:621.039

1. Einleitung

Der Energiebedarf der Welt nimmt ständig zu und eine Sättigung ist vorerst nicht abzusehen. Der Wohlstand der Industrienationen und das weitere Wachstum der Industrie hängen weitgehend davon ab, ob auch für die Zukunft genügend billige Energie bereitgestellt werden kann.

Die klassische Energieform, die heute noch den grössten Teil des Energiebedarfs deckt, ist die Verbrennungsenergie. Jedoch sind die Vorräte an Kohle und Öl begrenzt und es ist der Zeitpunkt abzusehen, zu dem diese Brennstoffe erschöpft sind oder ihre Förderung unwirtschaftlich wird. Bliebe der Energieverbrauch der Welt konstant, so würden die Vorräte an diesen Brennstoffen noch ca. 3000 Jahre reichen. Nimmt man aber an, dass in absehbarer Zeit sich die Bevölkerung der Erde verdoppelt und der Energieverbrauch pro Kopf etwa den jetzigen Wert der USA erreicht, so sind die fossilen Brennstoffe in rund 200 Jahren erschöpft [1][1]). Hinzu kommt das Problem der Umweltverschmutzung. Es ist z. B. nicht auszuschliessen, dass durch die Anreicherung der Atmosphäre an CO_2 langfristige Klimaänderungen auftreten. Aus diesen Gründen ist man bemüht, neue Energiequellen zu erschliessen.

Abgesehen von den völlig unzureichenden Möglichkeiten der Energiegewinnung durch Wasserkraftwerke, Gezeitenkraftwerke oder ähnliches, bleibt nur die Kernenergie, die in zunehmendem Masse an Bedeutung gewinnt.

2. Formen der Kernenergie

In Fig. 1 ist die mittlere Bindungsenergie pro Kernbaustein (Neutron oder Proton) als Funktion des Atomgewichts A dargestellt. Die geringste Bindungsenergie besitzt das Deuterium (schwerer Wasserstoff). Mit zunehmendem Atomgewicht nimmt die Bindungsenergie zu und erreicht ein Maximum im Bereich von $A = 50...80$. Danach nimmt die Bindungsenergie wieder ab.

Energiegewinnung ist auf zwei Arten möglich:

a) Spaltung schwerer Kerne (Fission);

b) Verschmelzung leichter Kerne (Fusion).

In beiden Fällen nimmt die Bindungsenergie zu und die Energiedifferenz wird als thermische Energie frei.

Die Kernspaltung ist ein Prozess, der physikalisch und technisch beherrscht wird. Die bekannteste Reaktion ist die Spaltung von Uran (235) durch langsame Neutronen. Dabei zerfällt der Urankern in zwei leichtere Kerne und eine Energie von 180 MeV pro Reaktion wird frei. Das bedeutet, dass bei der vollständigen Spaltung von einem Kilogramm Uran eine Energie von $2 \cdot 10^{13}$ cal frei wird. Diese und ähnliche Spaltungsreaktionen werden in den heutigen Leistungsreaktoren ausgenutzt. Die Nachteile dieser Reaktoren sind bekannt:

a) Hoher Aufwand für die Sicherheit;

b) Teure Ausgangssubstanzen für die Spaltung wie Uran 235, Uran 233, Plutonium 239;

c) Entstehung gefährlicher radioaktiver Abfallprodukte, deren Beseitigung Schwierigkeiten bereitet.

Bei der zweiten Möglichkeit, Energie aus Kernreaktionen zu gewinnen, werden zwei schwere Wasserstoffkerne (Deuterium) zu einem Heliumkern verschmolzen. Hierbei wird eine Energie von rund 3 MeV pro Reaktion frei, das bedeutet pro Kilogramm Deuterium ein Energiegewinn von ebenfalls $\approx 2 \cdot 10^{13}$ cal. Obwohl die physikalischen Vorgänge bei der Kernfusion weitgehend geklärt sind, existiert noch keine technische Lösung für einen Kernfusionsreaktor.

Bevor näher auf diese sehr aussichtsreiche Energiequelle eingegangen wird, soll noch kurz eine dritte Form der Kernenergie erwähnt werden, die Annihilation.

Trifft ein Elektron auf sein Antiteilchen, ein Positron, so zerstrahlen die beiden Teilchen unter Abgabe einer Energie von 1 MeV in Form von γ-Strahlung. Die beiden Teilchen sind verschwunden und ihre gesamte Masse hat sich in Energie umgesetzt gemäss der Einsteinschen Relation:

$$E = m c^2$$

Dieser Prozess der Annihilation ist nicht nur auf Elektronen beschränkt, sondern findet in ähnlicher Form auch bei Protonen statt. Die Zerstrahlung ganzer Atome ist bisher jedoch noch nicht nachgewiesen und eine technische Ausnutzung dieses Prozesses ist utopisch. Immerhin wird bei der Annihilation die maximal mögliche Energie pro Kilogramm Materie frei, nämlich $2 \cdot 10^{16}$ cal.

In Tab. I sind die bei den verschiedenen Verfahren der Energieerzeugung freiwerdenden Energien zusammengestellt.

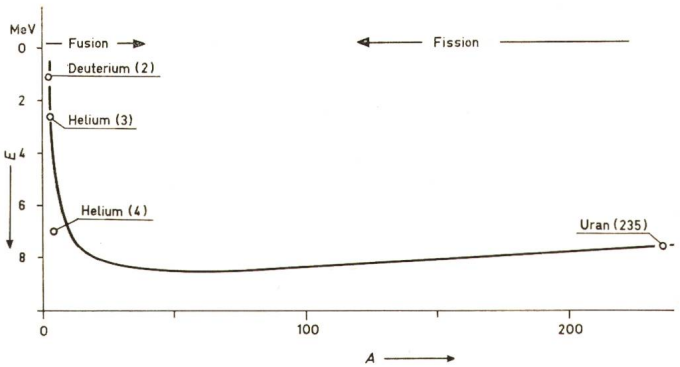


Fig. 1
Mittlere Bindungsenergie pro Kernbaustein (Proton oder Neutron) als Funktion des Atomgewichts
Die Zahlen in Klammern geben das Atomgewicht (A) an
E Bindungsenergie

[1]) Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

Möglichkeiten der Energiegewinnung

Tabelle I

1 kg	Art der Energieerzeugung	freiwerdende Energie cal
Benzol	Verbrennung	10^7
Uran 235	Fission	$2 \cdot 10^{13}$
Deuterium	Fusion	$2 \cdot 10^{13}$
Masse	Annihilation	$2 \cdot 10^{16}$
Weltenergieverbrauch	$\approx 5 \cdot 10^{18}$ cal/Jahr	
Sonneneinstrahlung	$\approx 10^{24}$ cal/Jahr	

3. Kernfusion

Die Ausgangssubstanzen für die Kernfusion sind schwerer Wasserstoff (Deuterium = 1 Proton + 1 Neutron) und überschweres Wasser (Tritium = 1 Proton + 2 Neutronen). Folgende Reaktionen sind möglich:

a) $${}_1D^2 + {}_1D^2 = {}_1T^3 + {}_1p^1 + 4{,}04 \text{ MeV} \quad (1)$$

b) $${}_1D^2 + {}_1D^2 = {}_2He^3 + {}_0n^1 + 3{,}27 \text{ MeV} \quad (2)$$

c) $${}_1D^2 + {}_1T^3 = {}_2He^4 + {}_0n^1 + 17{,}58 \text{ MeV} \quad (3)$$

Alle drei Reaktionen sind exotherm, d. h. es entsteht thermische Energie. Am interessantesten ist die Reaktion (3), bei der die höchste Energie frei wird. Leider ist das hierfür benötigte Tritium sehr selten. Die Grundlage für einen Fusionsreaktor ist daher zunächst die Reaktion (2), also die Verschmelzung von Deuterium zu Helium. Deuterium ist ein natürliches Isotop des Wasserstoffes und kommt in irdischem Wasser im Verhältnis 6600 : 1 vor. Das bedeutet, dass in 30 Lit. normalem Wasser etwa 1 g Deuterium enthalten ist, welches z. B. durch mehrfache Elektrolyse vom Normalwasserstoff getrennt werden kann. Die Weltmeere stellen also nahezu eine unerschöpfliche Energiereserve dar, wenn es gelingt, die Kernfusion technisch auszunutzen.

Die angegebenen Kernreaktionen laufen nicht spontan ab, sondern, ähnlich wie bei der Verbrennung bedarf es einer Zündenergie. Der Grund ist der, dass die positiven Ladungen der beiden Deuteriumkerne sich auf Grund der Coulombkraft abstossen. Bevor die Kerne verschmelzen, muss erst diese Abstossungskraft überwunden werden. Dazu müssen die

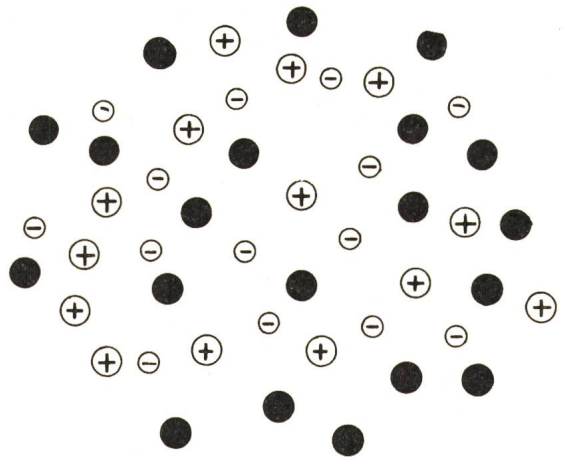


Fig. 2
Momentanaufnahme eines Plasmas
Neutralatome
Protonen
Elektronen

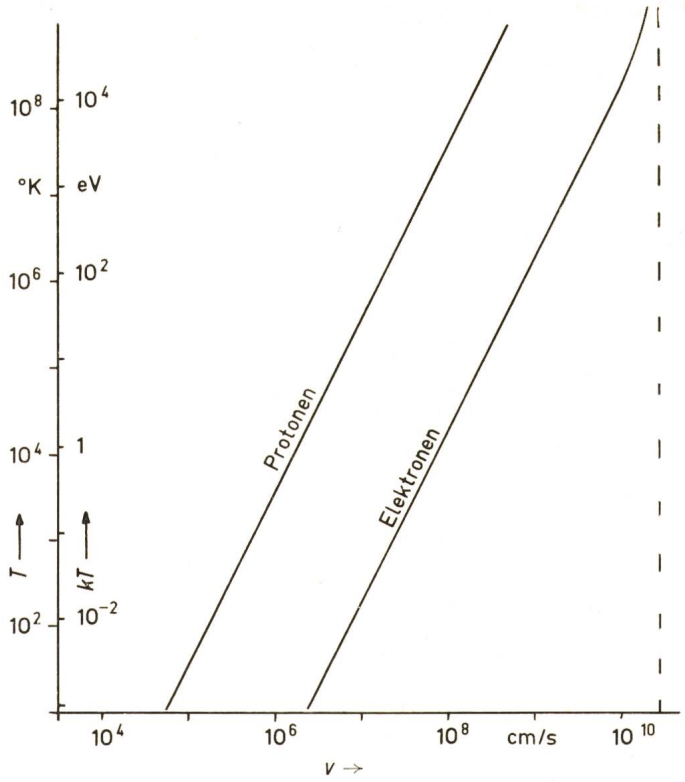


Fig. 3
Mittlere Geschwindigkeit von Protonen und Elektronen als Funktion der Temperatur

Kerne eine kinetische Energie von mindestens 0,1 MeV besitzen. Es macht keine Schwierigkeiten, einem Deuteriumkern in einem Teilchenbeschleuniger diese Energie zu erteilen, auf ein Deuteriumtarget zu schiessen und die Kernfusion einzuleiten. Es ist jedoch sofort einzusehen, dass dieses Verfahren nicht ausreicht, um Energie in einer technisch verwertbaren Grössenordnung zu erzeugen. Der Grund ist der, dass der Wirkungsquerschnitt, also die wirksame Fläche der Deuteriumkerne, für die Fusion bei etwa 10^{-26} cm² liegt. Bei den in einem Beschleuniger erreichbaren Teilchenstromdichten wird daher äusserst selten eine Fusion auftreten. Viel häufiger werden andere Reaktionen erfolgen.

Für die technische Nutzung der Fusionsenergie geht man daher einen anderen Weg, man lässt die Deuteriumatome in einem heissen Plasma wechselwirken. Deuteriumatome werden in ein gemeinsames Volumen gesperrt und soweit hochgeheizt, dass sie weitgehend ionisiert sind und sehr häufig miteinander stossen. Bei hohen Dichten und Temperaturen sollten dann hinreichend viele Fusionsreaktionen eintreten.

4. Fusionsplasma

Bei genügend hohen Temperaturen gehen alle Stoffe in den gasförmigen Zustand über, wobei je nach Temperatur ein mehr oder weniger grosser Anteil der neutralen Atome ionisiert ist, d. h. es existieren freie Elektronen und Ionen (Fig. 2). Nach aussen hin ist das Plasma elektrisch neutral, denn es sind gleichviel positive und negative Ladungsträger vorhanden. Die Eigenschaften eines solchen Plasmas unterscheiden sich wegen dieser Ladungsträger weitgehend von denen eines normalen Gases, weswegen das Plasma auch der vierte Aggregatszustand der Materie genannt wird.

Die beiden wichtigsten Grössen, die ein Plasma charakterisieren, sind Temperatur T und Teilchendichte n.

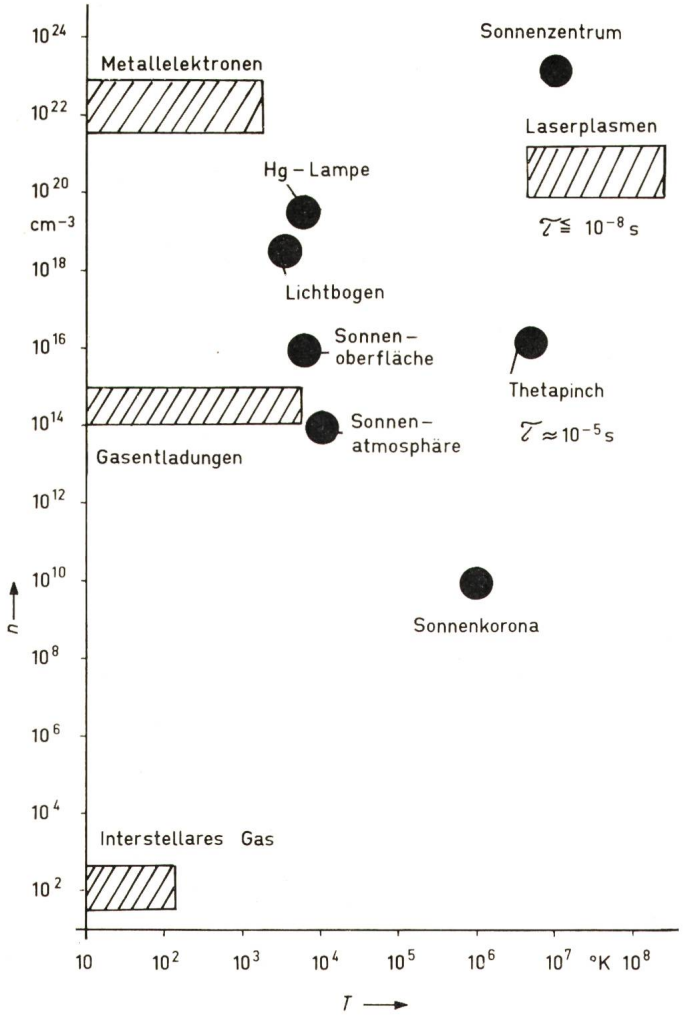


Fig. 4
Beispiele für Plasmen nach Weber [2]

Die Temperatur ist im einfachsten Fall proportional der mittleren kinetischen Energie der Plasmateilchen:

$$\frac{3}{2} k T = \frac{m}{2} \overline{v^2}$$

wobei k die Boltzmann-Konstante ist. Aus dieser Beziehung ergibt sich die mittlere Geschwindigkeit der Plasmateilchen als Funktion der Temperatur. Fig. 3 zeigt diesen Zusammenhang.

Selbst bei relativ niedrigen Temperaturen nimmt die Geschwindigkeit beträchtliche Werte an. Daraus resultieren die grossen Schwierigkeiten, ein heisses Plasma längere Zeit zusammenzuhalten.

Einige Beispiele für Plasmen sind in Fig. 4 zusammengestellt. Die stationären irdischen Plasmen wie Gasentladungen und Lichtbögen besitzen relativ niedrige Temperaturen. Die im Labor erzeugten Hochtemperaturplasmen wie Laserplasmen oder Entladungsplasmen (Theta-Pinch) sind stationär nicht aufrechtzuerhalten. Sie besitzen Lebensdauern von einigen 10^{-5} s und weniger.

Im thermischen Gleichgewicht ist der Ionisierungsgrad eines Plasmas nur abhängig von der Temperatur und der Ionisierungsenergie des betreffenden Atoms. Als Beispiel ist in Fig. 5 für Wasserstoff die Elektronendichte als Funktion der Temperatur dargestellt. Man erkennt, dass bei Temperaturen oberhalb 1 eV $\approx$ 10000 °K das Wasserstoff-Gas vollständig ionisiert ist.

Die Kernfusion erfordert nun ein entsprechendes Deuterium-Plasma. Die kinetische Energie der Deuteriumkerne auf Grund der thermischen Bewegung muss so hoch sein, dass die abstossende Coulombkraft der positiven Ladungen überwunden wird. Daraus ergibt sich für das Plasma eine notwendige Temperatur von etwa $T = 10^8$ °K $\approx 10^4$ eV. Die Plasmadichte muss ausserdem gross genug sein, damit genügend Stösse zwischen den Deuteriumkernen auftreten. Als notwendiger Wert ergibt sich $n = 10^{17}$ Teilchen pro cm³. Ein stationäres Plasma dieser Dichte und Temperatur wäre der ideale Fusionsreaktor, der schweren Wasserstoff unter Energiegewinn zu Helium verschmilzt, ein Prozess, wie er ähnlich auf der Sonne abläuft.

Es ist jedoch bisher noch nicht gelungen, auf der Erde ein derartig heisses Plasma stationär zusammenzuhalten. Wohl aber gelingt es kurzzeitig, ein solches Plasma zu erzeugen. Hier unterscheidet man zwei Fälle:

a) Unkontrollierte Kernfusion: Der Vorgang läuft explosionsartig ab und führt zur Wasserstoffbombe.
b) Kontrollierte Kernfusion: Bei der Fusion wird zu jenem Zeitpunkt nur so viel Energie erzeugt, wie abgeführt werden kann; es handelt sich um einen gesteuerten Verbrennungsvorgang.

Für die stationäre Energiegewinnung ist natürlich nur die kontrollierte Kernfusion von Interesse. Alle kontrollierten Fusionsprozesse arbeiten bis jetzt noch mit einem Wirkungsgrad unter eins, das heisst, es muss in das Plasma noch mehr Energie hineingesteckt werden als die Kernreaktion liefert.

Damit ein kurzzeitiges Plasma eine positive Energiebilanz zeigt, müssen gewisse Anforderungen an Plasmadichte n, Lebensdauer τ und Temperatur T gestellt werden. Der Zusammenhang zwischen diesen drei Grössen ist in der Fig. 6, dem Lawson-Diagramm [3] dargestellt. Die beiden Kurven DD und DT kennzeichnen die Werte von n, τ und T, bei denen der Wirkungsgrad der entsprechenden Reaktionen eins ist. Unterhalb dieser Grenzkurven ist die Energiebilanz negativ, oberhalb ist sie positiv. Aus diesem Diagramm ergeben sich die notwendigen Werte von Temperatur T, Dichte n und Einschliesszeit τ eines gepulsten Fusionsplasmas, wie sie in Tab. II zusammengestellt sind.

Danach muss ein Deuteriumplasma (DD) mit einer Dichte von $n = 10^{17}$ cm³ bei einer Temperatur von $T = 10^8$ °K mindestens $\tau = 10^{-2}$ s zusammengehalten werden, damit die Energiebilanz positiv wird. Gelingt es, ein Plasma höherer Dichte herzustellen, so kann τ entsprechend kleiner werden.

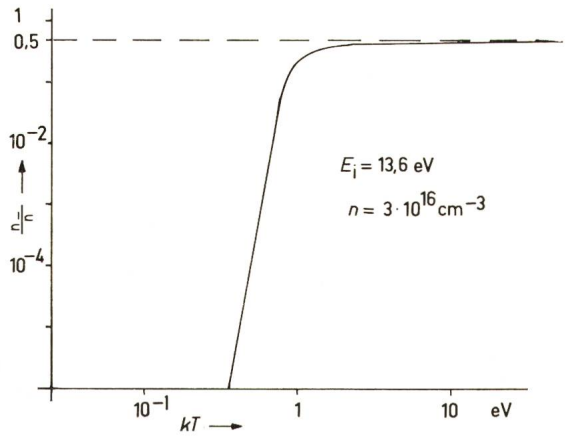


Fig. 5
Elektronendichte eines Wasserstoffplasmas als Funktion der Temperatur
E_i Ionisierungsenergie; n Teilchendichte

Notwendige Werte von Temperatur T, Teilchendichte n und Einschliesszeit τ für einen Fusionsreaktor nach [4]

Tabelle II

DD-Reaktor	DT-Reaktor
$T = 10^9\ ^0\mathrm{K}$	$T = 3 \cdot 10^8\ ^0\mathrm{K}$
$n\tau = 10^{15}\ \mathrm{cm^{-3}\,s}$	$n\tau = 5 \cdot 10^{13}\ \mathrm{cm^{-3}\,s}$

Die übliche Methode ein solches Plasma zu erzeugen, besteht darin, eine Gasentladung mit einem Kondensator zu betreiben, also eine Art überdimensionale Blitzlichtlampe. Dadurch ist es möglich, kurzzeitig sehr hohe Ströme durch die Gasentladung fliessen zu lassen und das Plasma auf entsprechend hohe Temperaturen aufzuheizen. Ein Magnetfeld hält das Plasma eine kurze Zeit τ zusammen. Je nach Anordnung von Gasentladungen und Magnetfeld werden diese Anordnungen als z- oder Θ-Pinch bezeichnet. Bei allen derzeitigen Experimenten ist die Energiebilanz noch negativ. Entweder ist die Temperatur zu niedrig, die Dichte zu gering oder die Lebensdauer zu kurz (siehe Fig. 6).

5. Laserplasmen

Der gepulste Festkörperlaser kann kurzzeitig extrem hohe Lichtintensitäten erzeugen. Im Mode-locking-Betrieb mit anschliessender Nachverstärkung ist es möglich, Lichtimpulse einer Spitzenleistung von

$$\hat{P} = 10^{13}\ \mathrm{W}$$

und einer Pulsdauer von

$$\Delta t = 10^{-11}\ \mathrm{s}$$

zu erzeugen. Durch Fokussierung mit einer an das Laserlicht angepassten Linse lassen sich damit im Brennpunkt der Linse Spitzenintensitäten von

$$\hat{J} = 10^{15}\ \mathrm{W/cm^2}$$

und mehr erreichen. Diesem elektromagnetischen Strahlungsfeld entspricht eine elektrische Feldstärke von 10^9 V/cm und eine magnetische Feldstärke von 10^6 A/cm. Das sind Feldstärken, wie sie sonst nur in atomaren Bereichen vorkommen. So beträgt z. B. die Feldstärke, mit der das Wasserstoff-Elektron an den Kern gebunden ist, etwa 10^9 V/cm. Im Photonenbild bedeutet diese hohe Intensität eine Photonenstromdichte von $\approx 10^{34}$ Photonen pro s und cm^2. Ein Atom mit einem Querschnitt von ca. 10^{-16} cm^2 wird innerhalb der Pulsdauer Δt immer noch von 10^7 Photonen getroffen.

Bei der Wechselwirkung derartiger Felder mit Materie treten daher auch Effekte auf, die im optischen Bereich bisher unbekannt waren. Hierzu gehören die nichtlinearen Vorgänge wie die Frequenzverdopplung, aber auch Materialbearbeitung und die Erzeugung heisser Plasmen.

Wird intensives Laserlicht durch eine gewöhnliche, unkorrigierte Linse in Luft fokussiert, so entsteht bei Leistungsdichten oberhalb von etwa 10^{11} W/cm^2 im Fokus der Linse ein Plasma. Ein scharfer Knall ist zu hören, und man sieht ein bläulich-weisses Leuchten, woraus auf sehr hohe Plasma-Temperaturen geschlossen werden kann. Durch die hohe Feldstärke des Lichtes ist die Luft ionisiert und auf einige zehntausend Grad aufgeheizt worden. Dieses Phänomen wird Luftdurchschlag genannt.

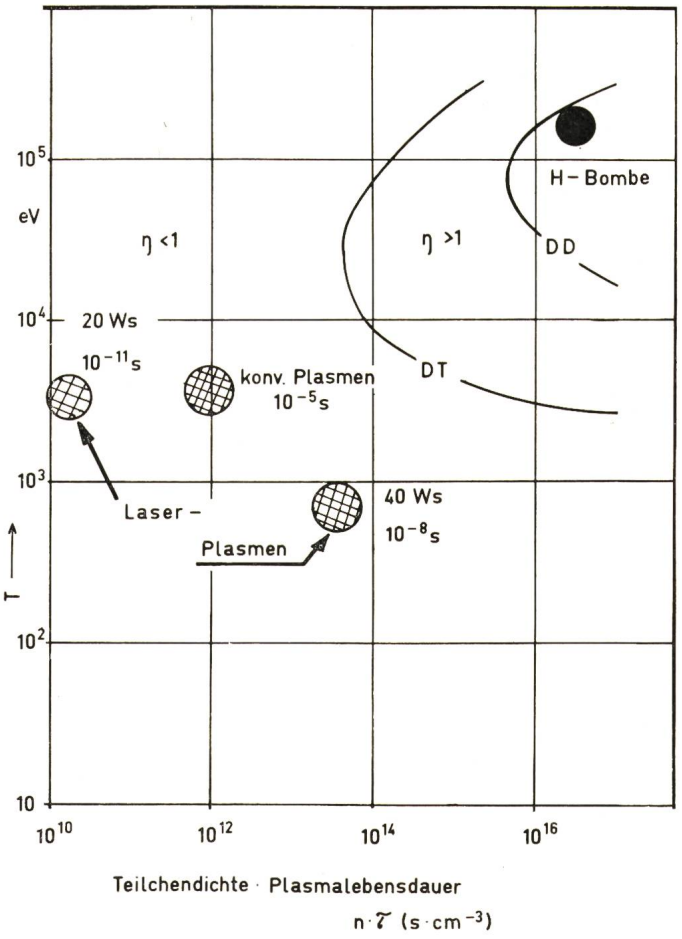


Fig. 6
Lawson-Diagramm nach [2]
Ein kurzzeitiges Plasma wird durch Lebensdauer τ, Teilchendichte n und Temperatur T gekennzeichnet. Damit für ein Deuterium-Plasma (DD) oder Deuterium-Tritium-Plasma (DT) die Reaktion mit positiver Energiebildung abläuft, müssen die Parameter τ, n, T so gewählt werden, dass sie rechts oberhalb der DD-beziehungsweise DT-Kurve liegen. Die schraffierten Bereiche geben die bisher erreichten Werte für Laserplasmen und konventionelle Plasmaentladungen an

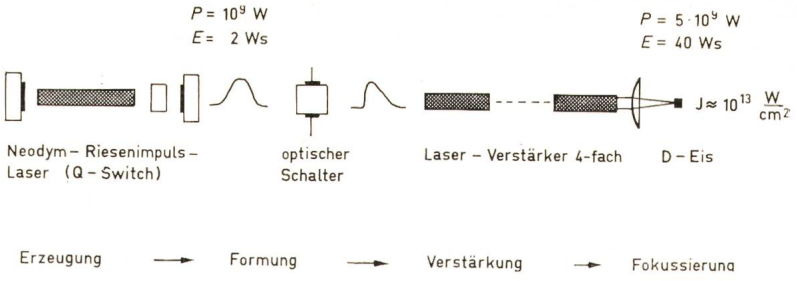
Die Erzeugung eines solchen Plasmas erfolgt in zwei Stufen. Zunächst werden durch das intensive Laserlicht freie Elektronen erzeugt, d. h. die gebundenen Elektronen der ursprünglich neutralen Atome werden frei gesetzt. Man bezeichnet diesen Prozess als Photoionisation, ein Prozess, der auch vom normalen Licht bekannt. Ein Lichtquant der Energie hv trifft auf ein Atom und kann ein Elektron freisetzen, falls die Energie des Lichtquants gleich der Bindungsenergie E_i des Elektrons ist:

$$E_i \leqq hv$$

In dem hier betrachteten Fall kann das jedoch nicht zutreffen, denn die Bindungsenergie des freigesetzten Stickstoffelektrons beträgt 14,5 eV, während die Energie der Lichtquanten bei etwa 1 eV liegt. Bei den hohen Lichtintensitäten des Lasers kann jedoch noch ein anderer, bisher nicht bekannter Effekt auftreten, die Mehrquantenionisation. Es fallen derart viele Lichtquanten auf das Atom ein, dass am Beispiel des Stickstoffatoms etwa 14 Lichtquanten gleichzeitig die Ionisierung eines Atoms bewirken. Bei genügend hohen Lichtintensitäten kann also auch dann eine Ionisierung erfolgen, wenn die Energie eines einzelnen Lichtquants nicht ausreicht.

Sind erstmal freie Elektronen vorhanden, so können diese im elektrischen Feld des Lichtes beschleunigt werden. Durch

Fig. 7
Prinzipielle Anordnung von Floux [6] zur Erzeugung eines Fusionsplasmas mit dem Neodymlaser (nach [2])



Stoss mit den Atomen erzeugen die Elektronen neue Elektronen und sie geben auch Energie an die Atome und Ionen ab; d. h. das Plasma wird aufgeheizt. Die Plasmatemperatur, die erreicht wird, hängt einmal von der Intensität des Lichtes ab, zum anderen aber auch von der Zeit, innerhalb derer das Plasma aufgeheizt wird. Ein Lichtpuls hoher Energie und grosser Pulsdauer nutzt wenig, denn bevor die gesamte Pulsenergie dem Plasma zugeführt worden ist, ist jenes wegen der hohen Teilchengeschwindigkeiten bereits expandiert und existiert gar nicht mehr. Um ein möglichst heisses Plasma zu erhalten, müssen Lichtpulse hoher Energie und kurzer Dauer benutzt werden. Dann kann das Plasma aufgeheizt werden, bevor es auseinanderläuft. Die intensiven Lichtimpulse des Lasers sind also hierfür bestens geeignet.

6. Fusionsexperimente mit dem Laser

Im Jahre 1968 gelang es *Basov* und Mitarbeitern am Lebedev-Institut in Moskau erstmals mit dem Laser ein Plasma soweit aufzuheizen, dass Kernfusionsreaktionen auftraten [5]. Bei diesem Experiment wurde intensives Laserlicht auf Lithium-Deuterid fokussiert. Durch die hohe Intensität des Laserlichtes entstanden in dem Deuterium-Plasma Temperaturen von einigen Millionen Grad, die ausreichten, um Deuterium zu Helium zu verschmelzen. Die dabei freiwerdenden Neutronen [siehe Reaktionsgleichung (1)] konnten nachgewiesen werden. Während bei diesen ersten Versuchen nur wenige Neutronen pro Laserschuss entstanden, ist die Ausbeute inzwischen durch verbesserte Experimente bedeutend erhöht worden.

Der prinzipielle Aufbau eines solchen Experimentes zeigt Fig. 7. Der Lichtimpuls eines Neodymlasers wird durch elektrooptische Hilfsmittel geformt, so dass seine Anstiegszeit auf einige 10^{-9} s reduziert wird. Anschliessend erfolgt eine Verstärkung des Pulses durch vier weitere Neodymlaser. Der endgültige Lichtimpuls erreicht eine Spitzenintensität von $5 \cdot 10^9$ W und enthält eine Energie von 40 Ws. Durch eine angepasste Linse wird diese Energie auf einen Fleck von etwa 0,1 mm gebündelt. Als Ausgangssubstanz für das Plasma wurde ein kleines Stück Deuteriumeis verwendet. Mit dieser Anordnung wurden Plasmatemperaturen von $kT = 500...700$ eV erreicht, also $T = 5...7$ Millionen Grad. Bei jedem Laserschuss entstanden 100...500 Neutronen, woraus nach der Reaktionsgleichung *a* auf eine entsprechende Zahl von Fusionsreaktionen geschlossen werden kann. Werden die Zahlenwerte von Temperatur, Dichte und Plasmalebensdauer in das Lawson-Diagramm eingetragen, so zeigt sich, dass das Laser-Plasma, verglichen mit den konventionellen Plasmen, bereits sehr günstig liegt. Für die positive Energiebilanz fehlen jedoch noch einige Zehnerpotenzen in Temperatur und Lebensdauer. Hierbei ist zu beachten, dass das Lawson-Diagramm nur das Verhältnis von gewonnener Kernenergie zu der in das Plasma hineingesteckten Energie berücksichtigt und nicht den schlechten Wirkungsgrad des Lasers ($10^{-3}...10^{-2}$) enthält.

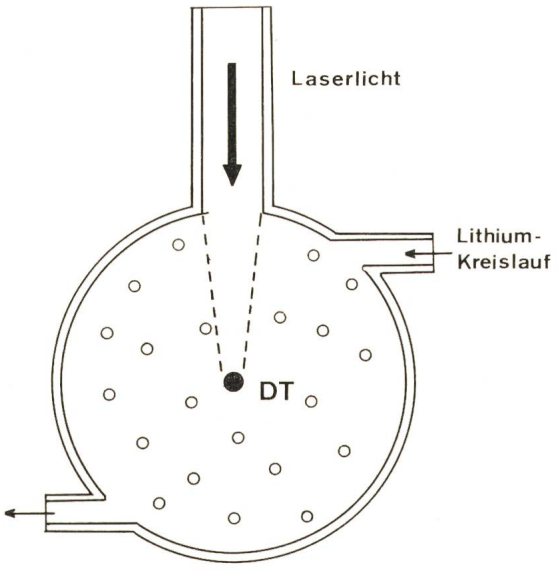


Fig. 8
Schematischer Aufbau eines Laser-Fusionsreaktors (nach [7])

Ob es jemals gelingen wird, mit dem Laser eine positive Energiebilanz bei der Kernfusion zu erreichen, ist noch völlig ungewiss. Entscheidend ist die Energie, die pro Laserschuss hierfür benötigt wird. Die theoretischen Abschätzungen, die auf Extrapolationen der jetzigen Messungen beruhen, liefern Werte zwischen 10^4 und 10^9 Ws. Da bereits Lasersysteme mit Pulsenergien von 10^3 Ws existieren, ist es sicher möglich, den unteren Wert zu erreichen. Dagegen erscheint es ausgeschlossen, jemals mit einem Laser Pulsenergien von 10^9 Ws zu erzeugen. Selbst wenn dieses gelingen sollte, ist ein solcher Reaktor mehr als eine Bombe ein kontrollierter Energielieferant, denn eine Energie von 10^9 Ws entspricht etwa einer Sprengstoffmenge von 200 kg TNT. Es dürfte schwierig sein, einen derartigen Explosionsreaktor zu zähmen.

Trotzdem wurde schon genauer überlegt, wie ein Laser-Fusionsreaktor aufzubauen sei (Fig. 8). Er besteht aus einem grossen Kessel, gefüllt mit flüssigem Lithium. Von oben fallen Deuterium-Tritium-Kügelchen herunter. Durch den ebenfalls von oben einfallenden Laserstrahl wird die Kernfusion eingeleitet. Die entstehenden Neutronen werden im Lithium abgebremst und erwärmen dieses. Durch ein Umlaufsystem wird das Lithium gekühlt und gibt seine Wärme weiter. Da die Erwärmung des Lithiums schlagartig erfolgt, tritt eine starke Schockwelle im Reaktor auf, die das gesamte Gefäss zerstören könnte. Deswegen wird ständig ein Gasstrom durch das Lithium geblasen. Die dabei entstehenden Blasen sollen die Schockwelle dämpfen.

Ein interessanter Nebeneffekt tritt noch auf. Die Neutronen reagieren mit einem Lithiumisotop und es entstehen Tritium und Helium gemäss der Reaktionsgleichung:

$$ {}_0n^1 + {}_3Li^6 = {}_1T^3 + {}_2He^4 + 4{,}8\ \text{MeV} \qquad (4) $$

Das Tritium kann dann wieder für die Kernfusion verwendet werden. Es handelt sich also um einen Brutreaktor, der einen Teil seines Brennstoffes selbst erzeugt.

7. Zusammenfassung

Der Hochleistungslaser ist ein wichtiges Hilfsmittel für die Plasmaphysik und insbesondere für die Untersuchung von Kernfusionsprozessen geworden. Es gibt bisher keine andere Möglichkeit, Plasma derartig hoher Dichte und Temperatur zu erzeugen, und für die physikalische Grundlagenforschung ist das Studium dieser Plasmen interessant und wichtig. Erst wenn die Eigenschaften der dichten Plasmen hinreichend bekannt sind, lässt sich abschätzen, ob ein Laser-Fusions-Reaktor realisierbar und auch wirtschaftlich ist. Zur Zeit ist es jedoch noch völlig ungewiss, ob der Laser hierfür geeignet ist.

Literatur

[1] *W. C. Gough* and *B. J. Eastlund:* The prospects of fusion power. Scientific American 224(1971)2, p. 50...64.

[2] *H. Weber:* Laserinduzierte Plasmen — Kernfusion durch Laser. Naturwissenschaftliche Rundschau 23(1970)11, S. 461...467.

[3] *J. D. Lawson:* Some criteria for a power producing thermonuclear reactor. Proc. Phys. Soc. Section B 70(1957)1, p. 6...10.

[4] *G. Lehner:* Das Problem der kontrollierten thermonuklearen Fusion. In: 35. Physikertagung 1970 Hannover. Plenarvorträge. Herausgegeben von der deutschen physikalischen Gesellschaft. Stuttgart, Teubner-Verlag, 1970, S. 290...321.

[5] *N. G. Basov* a. o.: Experiments on the observation of neutron emission at a focus of high-power laser radiation on a lithium deuteride surface. IEEE J Quantum Electronics 4(1968)11, p. 864...867.

[6] *F. Floux e. a.:* Physique des plasma. Réactions nucléaires de fusion engendrées par un faisceau laser. Comptes rendus hebdomadaires des séances de l'académie des sciences, serie B 269(1969)-, p. 697...700.

[7] *M. J. Lubin* and *A. P. Fraas*: Fusion by laser. Scientific American 224(1971)6, p. 21...34.

Adresse des Autors:

PD Dr. phil. nat. *H. Weber,* Institut für angewandte Physik der Universität Bern, 3000 Bern.

HEINRICH GEISSLER

1815–1879

Der in Igelsheim im Thüringerwald wohnende Heinrich Geissler nahm auf seine Hausiertouren neben Leinwand auch Glasperlen und gläserne Spielzeuge mit. In Göttingen riet ihm ein Professor, statt dieser billigen Glassachen wissenschaftliche Glasapparaturen herzustellen, die man für teures Geld aus dem Ausland einführen müsse. Vater Geissler erlernte danach den Glasbläserberuf und hiess auch seine 5 Söhne am Blastisch arbeiten.

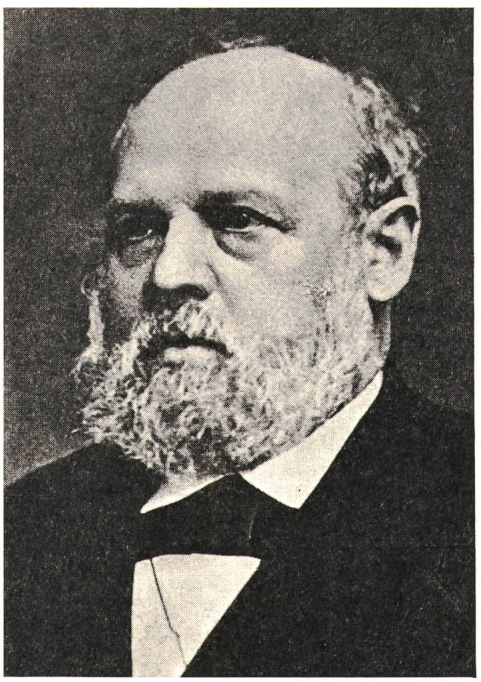
Der am 26. Mai 1815 geborene Sohn Heinrich, der geschickteste, verliess das Elternhaus, um zuerst in Göttingen, in München und nachher 8 Jahre lang an der Universität Leiden zu arbeiten.

Im gleichen Jahr, da der nach Amerika ausgewanderte Heinrich Goebel seine erste elektrische Glühlampe baute, eröffnete Geissler in Bonn seine eigene Glasbläserei. Er arbeitete namentlich für den Universitätsprofessor Plücker, der die elektrischen Vorgänge im Vakuum untersuchte. Auf Plückers Anweisung hin hatte er Glasrohre mit eingeschmolzenen Elektroden anzufertigen und diese luftleer zu pumpen. Mit den damals verfügbaren Kolbenpumpen gelang es indessen nur, ein sehr mangelhaftes Vakuum zu erzielen. Geissler kam auf die Idee, die toricellische Leere, die sich im mit Quecksilber gefüllten, einseitig abgeschmolzenen Barometerrohr einstellt, zum evakuieren zu verwenden. 1855 konnte er seine Quecksilber-Luftpumpe einsetzen, mit welcher es ihm gelang, ganz hervorragende Röhren herzustellen, die dann unter dem Namen Geissler-Röhren weltbekannt wurden.

Mit seiner Technik leistete Geissler einen wesentlichen Beitrag zur Erforschung der elektrischen Entladungen im Vakuum. Die Universität Bonn verlieh ihm im Jahre 1868 dafür den Ehrendoktor.

Viel später sind aus den Geissler-Röhren die heutigen Röhrenlampen entwickelt worden. Daran hatte allerdings damals noch niemand gedacht, denn es fehlte ja immer noch eine ergiebige Energiequelle. Geissler erlebte das Aufkommen der elektrischen Glühlampe nicht mehr, er starb am 24. Januar 1879 in Bonn, 10 Monate bevor Edison die Glühlampe entwickelte.

H. Wüger



Deutsches Museum, München