

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 63 (1972)
Heft: 7

Artikel: Projekt zur Erzielung kontrollierter Atomkernfusion
Autor: Nowak, K.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-915677>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. 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. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

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. [Voir Informations légales.](#)

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. [See Legal notice.](#)

Download PDF: 30.01.2025

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

Projekt zur Erzielung kontrollierter Atomkernfusion

Von K. Nowak, Wien

533.9:539.17

Das beschriebene Verfahren soll die technische Auswertung einer kontrollierten Atomkernfusion mit positiver Energiebilanz und hohem Wirkungsgrad zur Energiegewinnung ermöglichen und durch Schaffung definierter Verhältnisse die Entstehung einer Neutronenemission oder von Tritium weitgehend vermeiden. Zur Erreichung dieses Zieles ist die kurzzeitige stossartige Gegeneinanderführung künstlicher Plasmen hoher Ionendichte vorgesehen, welche aus vorher beschleunigten Deuteriumionen und Elektronen gebildet werden, wobei die wählbaren Impulszeiten und Beschleunigungen den grösstmöglichen Wirkungsgrad der Fusionsvorgänge zulassen. Das Vorurteil, eine praktisch verwertbare kontrollierte Atomkernfusion sei durch Gegeneinanderführung beschleunigter Atomionen nicht zu erreichen, war wohl durch die bisherigen Verhältnisse für reine Ionenstrahlen oder übliche Plasmadichte begründet, erweist sich aber für Plasmastrahlen hoher Dichte als irrtümlich.

Le procédé décrit doit permettre l'exploitation technique — en vue de la production d'énergie — d'une fusion nucléaire contrôlée à bilan énergétique positif et rendement élevé, tout en évitant autant que possible, par la création de conditions bien définies, toute émission de neutrons ou de tritium. Afin de réaliser cet objectif, on a prévu une confrontation rapide et saccadée de plasmas artificiels à densité ionique élevée, ces plasmas étant formés par des ions de deutérium préalablement accélérés et des électrons, cependant que les durées d'impulsions et les accélérations librement choisies admettent un rendement optimal des phénomènes de fusion. Le préjugé nourri jusqu'à présent, prétendant qu'une fusion nucléaire contrôlée et pratiquement utilisable ne puisse être obtenue par une confrontation des ions accélérés, fut sans doute fondée en son temps pour le rayonnement ionique pur et les densités usuelles des plasmas, mais s'avère toutefois erroné à une très forte densité du rayonnement du plasma.

1. Voraussetzungen für die kontrollierte Atomkernfusion

Es ist bekannt, dass durch die Fusion leichter Atomkerne, vor allem von Deuterium, mehr Energie freigesetzt werden kann als durch die Spaltung schwerer Kerne. Da der «Fusionsbrennstoff» Deuterium billig ist, sind aus einer rationellen Kernfusion Energiekosten von etwa einem Hundertstel der konventionellen Energiekosten zu erwarten [1]¹⁾. Dabei entfällt eine Gefährdung durch Spaltprodukte, denn ein Fusionsreaktor enthält keine kritische Masse, lässt keine langlebigen künstlichen Isotope ähnlich wie bei der Kernspaltung entstehen, das Endprodukt der Fusion von Deuterium ist stabiles Helium. Allerdings können während des Fusionsprozesses eine Neutronenemission sowie Tritium entstehen, was aber bei geeigneter Berücksichtigung kaum ernste Gefahren bedingt und überdies beim nachfolgend beschriebenen Verfahren vermieden werden soll. Da Deuterium praktisch unbegrenzt verfügbar ist, kann auf diesem Wege eine echte Lösung des Welt-Energieproblems erwartet werden.

Die Schwierigkeit, welche sich der kontrollierten Atomkernfusion entgegenstellt, ist durch die gegenseitige Coulombsche Abstossung der zu fusionierenden positiven Atomionen bedingt. Diese müssen einander auf eine Distanz genähert werden, die für Deuteronen mit $5 \cdot 10^{-13}$ cm anzunehmen ist, dann tritt an die Stelle der Coulombschen Abstossung die starke Kernkraft als Anziehungskraft. Es muss also für die Erzielung der Fusion der «Potentialwall» der Coulombschen Abstossung überwunden werden. Die starke Bindungskraft, welche bei der genannten Annäherung an die Stelle der Coulombschen Abstossungskraft tritt, kann als Folge einer eintretenden Strukturänderung der Atomionen erklärt werden, indem sich die Verteilung der Oberflächenladungen derselben ändert.

Es ist also notwendig, den Coulombschen Potentialwall zu überwinden, was voraussetzt, dass einerseits die Atomionen eine dazu geeignete kinetische Energie besitzen und andererseits,

dass sie nicht aneinander vorbeifliegen oder infolge der bestehenden Abstossung gestreut werden, d. h. sich nicht gegenseitig ablenkend beeinflussen, sondern tatsächlich in möglichst hohem Prozentsatz die Anziehungsdistanz erreichen. Die erforderliche Energie entspricht für Deuteronen der Temperaturgeschwindigkeit bei 100 Millionen $^{\circ}\text{K}$ unter Berücksichtigung deren statistischer Verteilung bzw. dem Mittelwert derselben; sie liegt in der Grössenordnung von keV.

An sich ergibt sich die Energie, welche für eine Annäherung zweier gleichpoliger Atomionen der Ladung $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ elektrostat. cgs-Einheiten auf die Distanz von $5 \cdot 10^{-13}$ cm erforderlich ist, als $E_F = 0,28$ MeV. Diese Energie kann sich beliebig auf die zu fusionierenden Atomionen verteilen, z. B. je zur Hälfte. In einem Plasma treten jedoch Fusionen infolge «Potentialwall-Durchdringung» auch schon bei wesentlich geringeren Energien ein [1]. Darauf wird später nochmals eingegangen.

Für die Wahrscheinlichkeit der Fusion ist der «Wirkungsquerschnitt» massgeblich, ein für die Teilchenarten charakteristischer, aber auch energieabhängiger Wert, der angibt, dass sich die Teilchen bei der jeweiligen Energie so verhalten, als ob sie einen solchen Querschnitt aufweisen würden. Da der Wert des «Wirkungsquerschnitts» für die sich gegenseitig abstossenden positiven Atomionen bei den in Betracht kommenden Energien nur relativ gering ist, kann eine grosse Fusionswahrscheinlichkeit nur gegeben sein, wenn die zu fusionierenden Atomionen in einem bestehenden Volumen in grosser Zahl vorhanden sind, also ein «Fusionsplasma» hoher Ionendichte in entsprechender Ausdehnung vorliegt. Ein solches Plasma setzt aber bei der erforderlichen Fusionstemperatur seiner Herstellung und Einschliessung einen Expansionsdruck entgegen, der dem Expansionsdruck einer Explosion vergleichbar ist. Der Druckwert für ein Fusionsplasma grösserer Dichte entspricht dem Druckwert einer Wasserstoffbombenexplosion. Für den Einschluss heisser Plasmen kommen praktisch nur Magnetfelder in Betracht, da keine Gefässwand dem Temperaturwert standhalten könnte. Infolge der in einem heissen

¹⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

Gasplasma auftretenden Instabilitäten ist es jedoch schwierig, ein solches Plasma für eine notwendige Zeit stabil zu erhalten.

Für die thermische Kernfusion in einem Hochtemperaturplasma ist es nämlich noch erforderlich, das Plasma für eine gewisse Zeit stabil zu erhalten. Es besteht eine sog. Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung, d. h. in der allseitigen Temperaturbewegung (welche auch die Ursache des Expansionsdruckes ist) sind unterschiedliche Teilchengeschwindigkeiten statistisch verteilt. Für den Eintritt einer Fusion ist es dann notwendig, dass sich jeweils zwei genügend rasche Atomionen auf die Fusionsdistanz annähern, was also eine ausreichende Zeit des stabilen Plasmaeinschlusses voraussetzt.

Die Schwierigkeiten der Erreichung einer thermischen Kernfusion liegen deshalb einerseits darin, die Fusionstemperatur zu erreichen, und andererseits, ein solches Fusionsplasma mittels magnetischer Kräfte für eine ausreichende Zeit stabil auf ausreichender Dichte zu halten, d. h. magnetisch einzuschliessen. Dies sind die Probleme, an deren Lösung derzeit hauptsächlich gearbeitet wird. Man ist der Fusionstemperatur nahe oder hat sie erreicht, aber noch für zu kurze Zeit. Werden die Fusionsbedingungen tatsächlich erzielt, so müsste aber für die praktische Anwendungsmöglichkeit der erforderliche Energiebedarf auch noch unter dem Wert der abzunehmenden Energie liegen, d. h. eine positive Energiebilanz gegeben sein.

Ein anderer Weg für Kernfusion bot sich in der Gegeneinanderführung beschleunigter Atomionen vor allem an. Die für die Überwindung des Potentialwalles erforderlichen Energien sind durch Ionenbeschleuniger leicht zu erzielen. Die geringe Ionendichte in beschleunigten Ionenstrahlen liess jedoch dieses Verfahren als praktisch aussichtslos erscheinen. Wohl ist für gegeneinanderlaufende ausreichend beschleunigte Atomionen keine Reaktionszeit erforderlich, wie sie in Hochtemperaturplasmen mit Maxwell'scher Geschwindigkeitsverteilung notwendig ist. Aber man hätte die Beschleunigungsenergie für die Überwindung des Coulombschen Potentialwalls aufwenden müssen, ohne praktisch mit Fusionsvorgängen rechnen zu können, weil die Atomionen in relativ grossen Abständen aneinander vorbeifliegen oder sich weitgehend streuen würden. Selbst die Gegeneinanderführung in «Speicherringen» würde kaum bessere Ergebnisse liefern, d. h. die Trefferwahrscheinlichkeit wäre minimal und die Streuung nur bei sehr hohen Energiewerten gering zu halten.

Höhere Ionendichten sind nur in Plasmen möglich, weil das Vorhandensein von Elektronen die positive «Raumladung», d. h. die Coulombsche Abstossung der gleichartig geladenen Atomionen in einem Strahl reduziert, man spricht von «Quasineutralität», wenn die positiven und negativen Raumladungen sich gegenseitig vollkommen neutralisieren. Die Dichte eines Plasmas ist dann nur durch die Temperatureffekte begrenzt, denn die Temperaturbewegung der Teilchen setzt jeder magnetischen Kontraktion oder sonstigen Kompression starken Widerstand entgegen. Plasmen lassen sich auch nicht elektrisch beschleunigen. Man hat deshalb schon versucht, aus Düsen ausgestossene Plasmastrahlen für Fusionszwecke zu verwenden.

2. Das neue Verfahren

Das neue Verfahren benützt nun die seinerzeit als «ausichtslos» aufgegebene Gegeneinanderführung beschleunigter Atomionen in neuer Form. Es werden Atomionen und Elektronen je für sich beschleunigt und zu künstlichen Plasmen

zusammengeführt, in welchen die zu fusionierenden Atomionen in zwei gegeneinander gerichteten Plasmastrahlen je die Fusionsenergie besitzen.

Diese Plasmastrahlen können aber nun auch eine hohe, für thermische Fusionsplasmen unerreichte Dichte besitzen. Dies wird dadurch möglich, dass die Atomionengeschwindigkeiten keine radiale Komponente besitzen, die Plasmen also einer radialen Kontraktion keinen wesentlichen Widerstand entgegensetzen können. So wird es möglich, bisher unerreichte hohe Plasmadichten schon mit mässigen Magnetfeldstärken zu erzielen. Dazu kommen noch einige Nebenvorteile, nämlich das Wegfallen einer Zeitbedingung für die Fusion, da alle Atomionen die gleiche Geschwindigkeit besitzen. Weiteren Vorteil bildet die Möglichkeit des Ineinanderschiebens der gegeneinander bewegten Plasmasäulen und somit deren Vereinigung zu einem idealen Fusionsplasma, weil die Teilchenstrahlen im magnetischen Feldzentrum geführt sind und die gleichartigen Teilchen jeweils gleichartige gleichsinnige Wendelbahnen im gemeinsamen Kontraktionsfeld ausführen. Im weiteren ist die Möglichkeit zu beachten, im Impulsbetrieb mit begrenzten «Plasmapaketen» zu arbeiten, deren Länge der durch den Wirkungsquerschnitt bedingten «Fusionslänge» für «vollkommene Fusion» aller nicht gestreuten Teilchen entspricht und die Verminderung der Streuung durch die magnetische Kontraktionswirkung und Wendelbahnbewegung ebenso wie durch die Ladungskompensation der Plasmasäulen. Die Möglichkeit der Energierückgewinnung von nicht zur Fusion gelangenden Teilchen ist ein weiterer Vorteil, ebenso wie die Möglichkeit der Auswahl günstigster Fusionsverhältnisse, da alle Atomionen eine definierte gleiche Geschwindigkeit besitzen. Die Herabsetzung der notwendigen Beschleunigungsenergie durch die bei hoher Teilchendichte verstärkte «Potentialwall-Durchdringung», welche nach Auffassung des Verfassers eine Erklärung durch die Coulombsche Wirkung von Plasmaelektronen findet, muss auch beachtet werden. Es lässt sich zeigen, dass ein zwischen zwei sich nähernde Atomionen geratenes Elektron von diesen im Zwischenbereich festgehalten wird und dadurch eine die Coulombsche Abstossung ersetzende anziehende Dreikörperkraft entstehen kann.

3. Die erforderliche Anordnung

Das Prinzip der im Hochvakuum erfolgenden Teilchenführung und Plasmabildung ist in Fig. 1 prinzipiell dargestellt. Aus Ionenbeschleunigern kommende Deuteronenstrahlen *1*, *1a* werden über Umlenkmagnete *2*, *2a* geführt und damit gleichzeitig die einheitliche Strahlgeschwindigkeit kontrolliert. In schwächeren Magnetfeldern *5*, *5a* werden Elektronenstrahlen *4*, *4a* den Ionenstrahlen hinzugefügt. Die Elektronen sind leichter magnetisch ablenkbar als die viel schwereren Atomionen, welche daher durch die Magnetfelder *5*, *5a* nur unwesentlich beeinflusst werden. Durch die Hinzufügung der Elektronen entstehen Plasmastrahlen, und es tritt eine Eigenkontraktion (Eigenpinch) dieser gebildeten Plasmastrahlen ein, die nachfolgend durch das Kontraktionsfeld einer umgebenden ringförmigen Spule *3* noch weiter stark erhöht wird, so dass sich, von der Feldstärke der Spule *3* und der Teilchengeschwindigkeit abhängig, hohe Plasma- bzw. Ionendichten erzielen lassen. Das kontrahierende Feld der Spule *3* zentriert die Teilchenstrahlen auch genau auf seine Feldachse, so dass die gegeneinander geführten Plasmastrahlen sich ähnlich sicher so

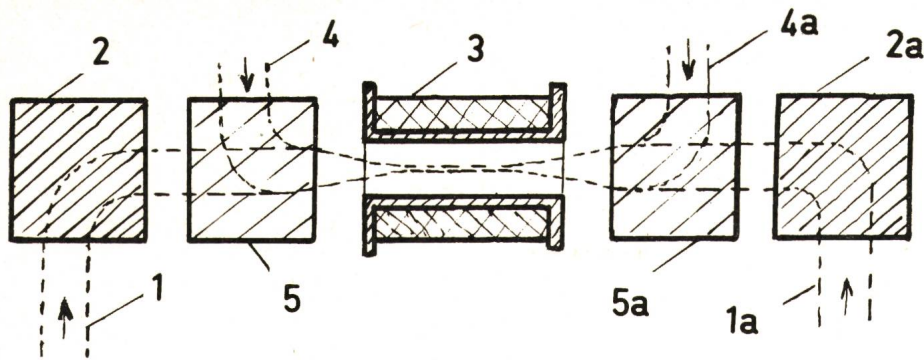


Fig. 1
Prinzip der Herstellung und Gegeneinanderführung hochenergetischer künstlicher Plasmastrahlen hoher Dichte

1, 1a Atomionenstrahlen aus Beschleunigern; 2, 2a Umlenkmagnete; 3 Kontraktionsspule über dem Reaktionsraum; 4, 4a Elektronenstrahlen aus Elektronenbeschleunigern; 5, 5a Umlenkmagnete für Elektronenstrahlen

treffen, wie auf einer Schiene gegeneinander geführte Fahrzeuge. Soweit Atomionen sich nicht sogleich treffen und fusionieren, schieben sich die Plasmastrahlen ineinander, so dass, wenn die Länge der durch Spannungspulsung der Beschleuniger ausgesendeten Plasmapakete der Plasmadichte und dem Wirkungsquerschnitt angepasst ist, die vollkommensten Voraussetzungen für rationelle Fusion gegeben sind. Besitzt der bekannte Wert des Wirkungsquerschnittes für $2 \cdot 50 = 100$ keV Ionenenergie die Grösse $0,03$ barn (d. i. 10^{-24} cm), so genügt bei einer Plasmadichte von 10^{24} Ionen/cm³ eine Reaktionsstrecke von rund $\frac{1}{3}$ m, um theoretisch für alle Plasma-Atomionen eine Fusionswahrscheinlichkeit zu schaffen. Für $2 \cdot 100 = 200$ keV Ionenenergie wäre der Wirkungsquerschnitt $0,05$ barn [1], beide Werte für die D-D-Reaktion, so dass sich die notwendige Länge für Fusionsraum und Plasmapakete sogar auf 20 cm reduzieren würde, d. h. diese Länge würde für eine «bestmöglich vollkommene» Fusion genügen. Man muss aber mit der Plasmadichte, die durch das Wegfallen des radialen Expansionsdruckes der Plasmasäulen infolge deren nur axialen Teilchengeschwindigkeiten sich stark steigern lässt, nicht auf einen solchen hohen Wert gehen. Prinzipiell wären aber auch noch höhere Plasmadichten als 10^{24} Ionen/cm³ möglich. Übrigens wurden Plasmadichten von 10^{19} Teilchen/cm³ und darüber auch unter weniger günstigen Voraussetzungen schon bisher erzielt.

Der anzuwendende Impulsbetrieb, also die Gegeneinanderführung begrenzter Plasmapakete, ermöglicht nicht nur rationelle Fusionsverhältnisse, sondern verhindert auch die Entartung des Fusionsplasmas in ein solches mit allseitiger Temperaturbewegung, welche bei kontinuierlichem Betrieb eintreten würde. Nach Eintritt der Fusionsreaktionen werden die Restteilchen mittels der Vakuumpapparat abgeseugt.

Durch die definierte Atomionengeschwindigkeit erscheint es möglich, die günstigsten Fusionsverhältnisse selektiv auszuwählen, nämlich die direkte Fusion der Deuteronen zu stabilen Heliumkernen, wobei eine Energie von $23,8$ MeV freigesetzt wird. Bei den bisher verwendeten Fusionsplasmen mit Maxwell'scher Geschwindigkeitsverteilung ist dies nicht möglich, weil sich viele Atomionen unterschiedlicher Geschwindigkeit treffen und fusionieren können. Es entsteht dadurch unvermeidbar eine Neutronenemission sowie Tritium als Zwischenprodukt. Die häufigsten Reaktionen in einem Deuteriumplasma sind dann die Verbindung zweier Deuteriumkerne zu Helium 3 (${}^3\text{He}$) unter Freisetzung eines Neutrons und einer Energie von $3,27$ MeV, oder zu Tritium bei Freisetzung eines Protons und einer Energie von $4,03$ MeV, wobei das Proton mit einem Deuteriumkern sich zu einem Helium-3-Kern verbinden kann und eine Energie von ca. $5,5$ MeV frei wird. Ein

Tritiumkern kann mit einem Deuteriumkern wieder ${}^4\text{He}$ zusätzlich einem Neutron bilden, wobei ca. $17,6$ MeV frei werden, während Deuterium und Helium 3 unter Freisetzung eines Protons und einer Energie von $18,3$ MeV einen Helium-4-Kern bilden können. Auch Tritium und ein Proton ergeben Helium 4 unter Energiefreisetzung. Ein Deuteriumkern und ein Neutron ergeben einen Tritiumkern mit ca. $6,26$ MeV Energiefreisetzung, ein ${}^3\text{He}$ -Kern mit einem Neutron ergibt ${}^4\text{He}$ und ca. $2,5$ MeV, ein Proton und ein Neutron können wieder Deuterium mit ca. $2,2$ MeV Energiegewinn liefern. Auch andere Verschmelzungsreaktionen, wie zwischen zwei Protonen, zwei Tritiumkernen (Tritonen) oder zwei ${}^3\text{He}$ -Kernen, sind möglich.

Das neue Verfahren soll die Vermeidung der weniger erwünschten Fusionsvorgänge ermöglichen und damit die Entstehung von Neutronen und Tritium ausschliessen oder vermindern. Die Energiefreisetzung der Grössenordnung MeV soll mit Auslösungsenergien der Grössenordnung keV erfolgen, was einer Energiesteigerung um 3 Zehnerpotenzen (oder jedenfalls praktisch über 2 Zehnerpotenzen) entsprechen würde.

An sich ist aber eine Neutronenemission abschirmbar und ausnützbar (z. B. zur Bildung von Tritium in einer Lithium-Ummantelung), und Tritium könnte entweder technisch verwertet werden oder neuerlich als Fusions-«Brennstoff» Verwendung finden. Das Entweichen von Tritium aus dem Vakuumraum oder einer Mantelumschliessung ist auszuschliessen. Selbst im Schadensfall wären nur geringe Tritiumkonzentrationen vorhanden, die praktisch keine Umgebungsverseuchung verursachen können, im Gegensatz zu den Aktivitäten in Kernspaltungskraftwerken. Freigesetztes Tritium verlässt auch, da es als Wasserstoffisotop leichter als Luft ist, weitestgehend und rasch unsere Biosphäre und steigt in grössere Höhen auf.

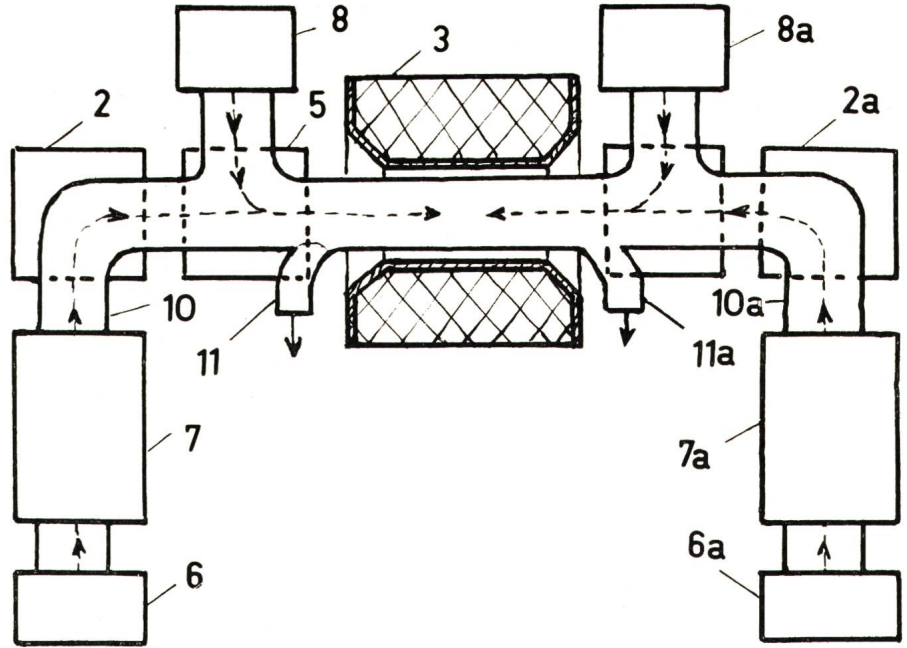
Die Impulszeiten für die Aussendung der Plasmapakete hängen von den gewählten Verhältnissen ab. Ist bei je 100 keV Ionenenergie die Ionengeschwindigkeit je $3 \cdot 10^6$ m/s, bei je 10 keV je $1 \cdot 10^6$ m/s, so ist für die Erzielung von Plasmapaketen von 1 m Länge eine Impulsdauer der Grössenordnung 10^{-7} bis 10^{-6} s erforderlich. Diese ist mit bekannten Mitteln erzielbar. Die Impulse werden zweckmässig periodisch wiederholt, um auf eine erwünschte Gesamtleistung der Apparatur zu gelangen.

Wird eine Energiefreisetzung von $23,8$ MeV mit Primärleistungen von $2 \cdot 10 = 20$ keV bis $2 \cdot 150 = 300$ keV erzielt (bei 300 keV bedürfte es keiner «Potentialwall-Durchdringung» und der D-D-Wirkungsquerschnitt liegt etwas unter $0,08$ barn), so würde dies eine 1190 fache bzw. noch rund 80 fache Energieabgabe bedeuten. Das zeigt, dass selbst eine mässige Teilausnutzung der theoretischen Möglichkeit, auch unter zusätzlicher Berücksichtigung von erforderlichen Hilfseinrich-

Fig. 2

Schema der Fusionsanordnung

2, 2a Atomionen-Umlenkmagnete; 3 Kontraktionsspule; 5 Elektronenstrahl-Umlenkmagnet; 6 Atomionenquelle; 7, 7a Atomionenbeschleuniger; 8, 8a Elektronenquellen und Beschleuniger; 10, 10a Rohrführung; 11, 11a Hochvakuum-Absaugleitungen



tungen (Magnetfeld usw.), eine grosse praktische Bedeutung erwarten lässt.

Die Fig. 2 zeigt schematisch die Ausführung der Anordnung. Ionenquellen 6, 6a liefern über Beschleuniger 7, 7a die Ionenstrahlen, die mit aus Elektronenquellen und Beschleunigern 8, 8a kommenden Elektronenstrahlen zu Plasmastrahlen vereinigt werden. Das Vakuumsystem umfasst neben dem im Feld des Ringmagneten 3 befindlichen Reaktionsrohr 9 noch die Führungsrohre 10, 10a und die Absaugrohre 11, 11a, an welche die Hochvakuum-pumpen angeschlossen sind.

Fig. 3 zeigt schematisch das Aufeinandertreffen begrenzter Plasmapakete D_1, e_1 und D_2, e_2 . Vor deren Aufeinandertreffen wird zweckmässig im Mittelteil des Fusionsraumes noch eine mit punktierten Linien angedeutete Zone mit negativer Elektronenraumladung geschaffen, was dadurch erzielt werden kann, dass entweder die Plasmaelektronen rascher als die Plasmaionen sind oder die Elektronenstrahlen bei der Pulsung der Beschleuniger etwas früher zur Aussendung gelangen als die Atomionen. Eine grössere Geschwindigkeit der Elektronen gegenüber den Atomionen ist leicht zu erzielen und erscheint auch von Bedeutung, um durch eine Relativgeschwindigkeit das Auftreten einer Rekombination, d. h. einer Entstehung von Atombindungen zu verhindern. Es können dann nur fallweise Anlagerungen von Elektronen an Atomionen in den Plasmastrahlen auftreten, welche jedoch eine Fusionswirkung nur begünstigen können, da der Wirkungsquerschnitt für quasi-neutrale Teilchen grösser ist als für gleichartig geladene Atomionen.

An sich ist ein künstliches Plasma der verwendeten Art, das durch Vermischung beschleunigter Atomionen und Elektronen mit gleichgerichteter Fortschreitbewegung entsteht, physikalisch eine sehr interessante Erscheinung. Ein solches Plasma lässt sich von einem transversalen Magnetfeld kaum wesentlich ablenken, weil es die Atomionenströme einerseits und Elektronenströme andererseits je nach entgegengesetzter Seite auszulenken sucht, die jedoch bei hoher Plasmadichte eine starke gegenseitige Raumladungsbinding besitzen, wobei bei einer Plasmadichte von 10^{24} Ionen/cm³ praktisch die Iondichte eines festen Körpers erreicht erscheint (Atomabstände in festen Körpern in der Grössenordnung 10^{-8} cm). Das

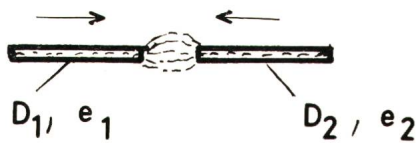


Fig. 3

Gegeneinanderführung der Plasmapakete D_1, e_1 und D_2, e_2 Plasmastrahlen

Plasma kontrahiert sich entsprechend der Teilchengeschwindigkeit selbst stark (Eigenpinch) und diese Kontraktion ist durch ein äusseres magnetisches Ringspulenfeld noch stark erhöhbar. Die Teilchen beschreiben Wendelbahnen um die Feldlinien, also um die Feldkonzentration in der Spulenchse, wobei der Wendelbahndurchmesser für die Atomionen grösser ist und die Elektronen noch stärker kontrahierte entgegengesetzte Wendelbahnen annehmen [1]. Es entstehen also grundsätzlich durch den magnetischen Einfluss zwei entgegengesetzte Wendelbewegungen auf ineinanderliegenden Zylindermantelflächen, wobei jedoch die Raumladungswirkung keine weitgehende Distanzierung zulässt. Wie immer in der Natur, ergeben sich aus den verschiedenen Gesetzmässigkeiten resultierende Verhältnisse, deren weitere Erforschung zusätzliche Ergebnisse für die technische Verwendung bringen könnte.

Beim Aufeinandertreffen solcher Plasmen in einem gemeinsamen kontrahierenden äusseren Magnetfeld (Spule 3 in Fig. 1 und 2) trägt vor allem auch die magnetische Kontraktionskraft dazu bei, dass sich die beiden Plasmapakete zu einem gemeinsamen Schlauch mit gleichsinnigen Wendelbahnen der gleichartigen Teilchen bei entgegengesetzter achsialer Teilchenbewegung der gegeneinandergeführten Teilchenstrahlen vereinigen, also zu einem idealen Fusionsplasma.

Dass in den Plasmastrahlen keine Atombindungen entstehen, kann dadurch sicher vermieden werden, dass die Elektronen gegenüber den Atomionen so viel rascher sind, dass eine Kernbindung nicht mehr möglich ist. Es ist dann nur noch eine Anlagerung von Elektronen an Atomionen möglich. Durch einen solchen Vorgang könnten quasineutrale Teilchen entstehen, die aber ihre achsiale Geschwindigkeit beibehalten und für deren Fusion der Wirkungsquerschnitt wegen Wegfalles der Coulombschen Abstossung vergrössert wäre. Solche Erscheinungen könnten also die Fusion nur begünstigen, wie auch das Auftreten von Elektronen zwischen zu fusionierenden Atomionen eine Coulombsche Verbindungswirkung ergeben kann, weil sich wegen der quadratischen Abstandsabhängigkeit der Coulombschen Kraft eine resultierende Dreikörperkraft ergibt, deren Anziehungswirkung die Coulombsche Abstossung der positiven Atomionen überwiegt oder zumindest vermindert. Solche Erscheinungen können die Ursache für die Möglichkeit

einer begünstigten Überwindung des Coulombschen Potentialwalls sein. Eine solche «Potentialwall-Durchdringung» wird derzeit vielfach als «wellenmechanischer Tunneleffekt» erklärt.

Wesentlich erscheint auch, dass bei der Ineinanderschiebung solcher Plasmen die sonst zu erwartenden Streuungen gering bleiben werden. Für allseitige Temperaturbewegung ist bei den erreichbaren Temperaturwerten der «Streuquerschnitt» höher als der «Wirkungsquerschnitt». Die Bildung eines magnetisch kontrahierten Plasmas mit hoher Raumladungsbindung, das in seiner Dichte einem festen Körper sehr ähnlich ist, vermindert aber auch die Streuungen, d. h. es können die in achsialer Richtung bewegten Teilchen, infolge der magnetischen Kontraktion und der Ladungsbindung, den eingeschnürten Plasmanschlauch nur schwer verlassen. Dazu kommt, dass die Atomionen in den Plasmanschläuchen nun auch Wendelbahnen ausführen, sich also in gleichsinnigen, einander überschneidenden Umlaufbahnen treffen. Eine Streuung durch entgegenkommende Atomionen ändert dann in aller Regel wohl nicht die magnetisch erzwungene Umlaufbahn an sich, sondern nur die Wendelbahnsteigung, d. h. vermindert diese, was aber wieder durch eine daraufhin durch nachfolgende Atomionen zu erwartende Vorwärtsstreuung kompensiert werden wird. Insgesamt sprechen also alle erwartbaren Einzeleffekte für einen Gesamteffekt bester Fusionsverhältnisse.

Ein Fusionsplasma der Ionendichte 10^{24} Ionen/cm³ liefert eine Leistungsdichte, deren Grössenordnung sich aus der Extrapolation von Tabellenwerten mit etwa $10^{18} \dots 10^{19}$ W/cm³ ergibt, während Spaltreaktoren eine solche von etwa 100 W/cm³ liefern. Dieser «erschreckend hohe» Wert ermöglicht es aber, mit kurzen Impulsen und dünnen Plasmastrahlen eine erwünschte mittlere Leistungsdichte für die thermische oder elektrische Leistungsabnahme zu schaffen, d. h. die Impulse können in solchen Abständen wiederholt werden, dass eine gewünschte Leistungsabgabe als integrierter Wert resultiert. Also wäre danach etwa die Leistungsabgabe während Impulsen von 10^{-8} s Dauer in Zeitabständen von 1 s mit den Verhältnissen der Kernspaltung schon für ein gegen das Volumen an Spaltmaterial um $10^{-8} \dots 10^{-9}$ kleineres Plasmavolumen vergleichbar.

Eine Leistungsdichte von 10^2 W/cm³ ähnlich derjenigen von Spaltreaktoren würde durch ein Fusionsplasma von $10^{15} \dots 10^{16}$ Ionen/cm³ kontinuierlich geliefert werden können. Eine solche Plasmadichte ist aber für das gegenständliche Verfahren uninteressant, weil dabei für guten Wirkungsgrad die Länge des Fusionsrohres und Ringmagnetes in der Grössenordnung 10^8 m liegen müsste (der Erdumfang beträgt $4 \cdot 10^7$ m) und der für die richtige Funktion notwendige Kurzimpulsbetrieb die Leistungsabgabe viel zu stark reduzieren würde. Dieses Beispiel lässt so richtig erkennen, dass für die praktische Fusionsausnutzung hohe Plasmadichten erforderlich sind, die umgekehrt wieder nur mit künstlichen Plasmen mit nur achsialer Atomionengeschwindigkeit erzielbar sind.

Auch die erforderliche höhere Elektronengeschwindigkeit für das Plasma ist leicht herzustellen. Gemäss der Formel für die Teilchengeschwindigkeiten

$$v = \sqrt{\frac{2}{m} \cdot eV}$$

wird für die gegenüber Elektronen rund 3600mal schwereren Deuteronen für gleiche Geschwindigkeit eine ebenso höhere Beschleunigung benötigt, d. h. wenn die Deuteronen mit 100 kV beschleunigt werden, so genügt schon eine Beschleunigungsspannung von z. B. 100 V, um eine grössere Elektronengeschwindigkeit zu erzeugen. Die Geschwindigkeit von Deuteronen beträgt bei Beschleunigung mit 100 kV rund $3 \cdot 10^6$ m/s, die Elektronengeschwindigkeit bei nur 100 V Beschleunigungsspannung schon $6 \cdot 10^6$ m/s, bei 1 kV aber rund $2 \cdot 10^7$ m/s. Für gleich grosse Beschleunigungsspannung wäre die Elektronengeschwindigkeit rund 60mal so gross wie die Deuteronengeschwindigkeit.

Fig. 4 zeigt eine mögliche Ausbildung des Reaktionsraumes. Das hoch warmfeste Fusionsrohr 9, das aus Keramik bestehen kann, besitzt hier einen inneren Graphitbelag 12, gebildet etwa durch ein eingeschobenes Graphitrohr, mit elektrischem Anschluss 13, sowie ein vorzugsweise aus Graphitstäben 14 bestehendes Gitter mit elektrischem Anschluss 15. Die Graphitschicht 12 kann Teilchen abfangen und Strahlungen absorbieren und ladet sich gegebenenfalls durch gestreute Atomionen sowie etwa entstandene und gestreute Protonen, Tritonen oder He-Kerne positiv auf, so dass deren Energie in einem Stromkreis abgenommen werden kann, also bei Streuungen eine Energierückgewinnung möglich wird. Das Gitter 14 soll, mit positiver Ladung, gestreute Elektronen aufnehmen. Ein aussen am Rohr 9 angebrachter Belag bzw. Zylindermantel 16 aus Blei oder einer warmfesteren dichten Legierung soll einer verstärkten Strahlungsabsorption dienen, also etwa eine Gamma-Bremsstrahlung absorbieren. Das Rohrsystem wird zweckmässig von aussen gekühlt, d. h. die entstehende Wärme soll als Nutzwärme abgeführt werden.

Fig. 5 zeigt eine Anordnung mit zusätzlichen Auffangelektroden 17, 18, welche Atomionen bzw. Elektronen, die von der anderen Seite kommend den Fusionsraum wieder verlassen sollten, aufnehmen und damit wieder einer Energierückgewinnung zuführen können, so dass Verluste an Primärenergie weitgehend vermindert sind.

Fig. 6 zeigt schliesslich eine Ausführung des Fusionsraumes mit zwei Kühlsystemen. Das Fusionsrohr 9 wird von einem inneren Kühlmantel umgeben, durch den über die Kühlmittelzufuhr 19 und Kühlmittelabfuhr 20 die Abnahme von Nutzwärme erfolgt, während ein äusseres Kühlsystem mit

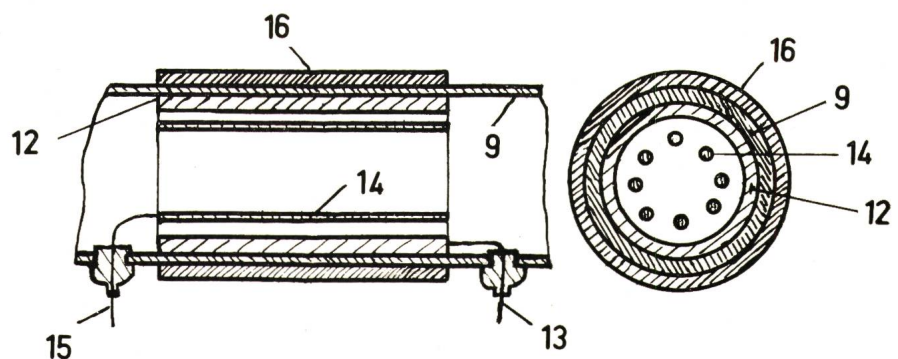


Fig. 4
Ausführungsmöglichkeit für den Reaktionsraum
9 Reaktionsrohr; 12 Graphitschicht; 13 Ableitung für Graphitschicht 12; 16 Bleischicht; 14 Gitterstäbe mit Anschluss 15

dem Zufluss 21 und Abfluss 22 dem Schutze der Kontraktionspule 3 dient.

Zu bemerken ist noch, dass als Atomionenquellen derzeit bekannte Ausführungen für Ströme von 10 mA und darüber verfügbar sind, aber es unschwer möglich erscheint, auch Ionenquellen für Ströme der Grössenordnung Ampère mit mässigem Aufwand zu bauen. Da auch eine unbegrenzte Anzahl von Fusionsapparaturen parallel verwendet werden kann und durch eine gemeinsame Stromversorgung und Steuerung noch vereinfacht wird, steht der praktischen Ausführung von Fusionskraftwerken wohl kein prinzipielles Hindernis im Wege.

Eine Anlage mit $2 \cdot 50 = 100$ kV Beschleunigungsspannung und 10 mA Ionenstrom würde also bei z. B. 50facher Leistungsabgabe durch die Kernfusion 50 kVA liefern können, eine Anlage mit 1 A Ionenstrom bereits 5 MVA (beispielsweise geeignet für einen starken Schiffsantrieb). Es ist dann eine Frage, ob die Entwicklung für Kraftwerke höherer Leistungen zu Apparaten für hohe Einzelleistung oder zum Parallelarbeiten vieler Einzelaggregate führen wird. Prinzipiell sind beide Wege gangbar und ein Grosskraftwerk wird dann wohl

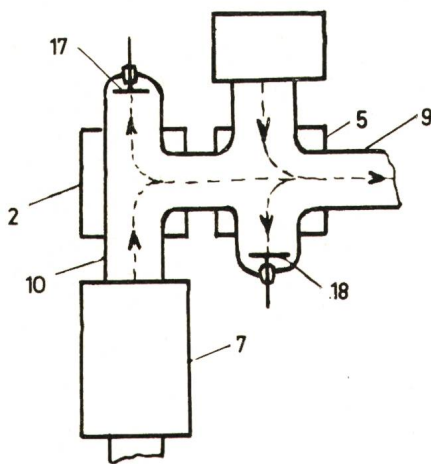


Fig. 5

Anordnung für Rückgewinnung unausgenützter Primärenergie

17 und 18 Auffangelektroden für energiereiche Atomionen und Elektronen, die keine Zusammenstösse erlitten

aus einer mässigen Anzahl von grösseren Einzelaggregaten bestehen können.

Zum Schluss nochmals ein Vergleich mit den Verhältnissen der thermischen Fusion, also der Methode, mit welcher man derzeit die Fusionstemperatur von 100 Millionen Grad in einem ausreichend stabilen Plasma zu erreichen sucht. Eine Teilchenenergie von 1 keV ist einem Temperaturwert von $1,16 \cdot 10^7$ °K äquivalent [1]. Eine Teilchenenergie von $2 \cdot 10$ keV bis $2 \cdot 150$ keV würde damit Plasmatemperaturen von 232 Millionen bis 3,48 Milliarden °K entsprechen. Es wird daher auch verständlich, dass bei solchen Energien für die Fusion von Deuteronen zu stabilen Heliumkernen (${}^2_1\text{H} + {}^2_1\text{H} = {}^4_2\text{He} + 23,8 \text{ MeV}$) die Zwischenprozesse mit der Entstehung von

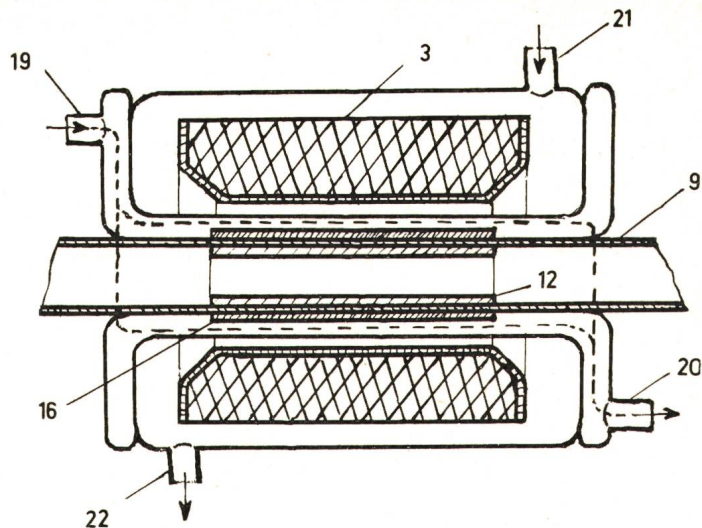


Fig. 6

Reaktionsraum

9 Reaktionsrohr; 12 und 16 Graphit- und Bleischicht; 19, 20 erster Kühlmittelkreislauf für Wärmeausnutzung; 3 Magnetspule mit Schutz-Kühlkreislauf 21, 22

Neutronen, Tritium und Helium 3 vermeidbar erscheinen. Dabei wird aber auch die grösstmögliche Energie von 23,8 MeV freigesetzt.

4. Zusammenfassung

Es wurde ein neuartiges System für rationelle Erzielung kontrollierter Atomkernfusion beschrieben, das eine rasche Realisierung der Atomkernfusion zur Energiegewinnung bei Vermeidung schädlicher Umwelteinflüsse verspricht. Die Realisierbarkeit wird möglich durch die Anwendung eines künstlichen Plasmas hoher Teilchendichte, das durch die Zusammenführung von beschleunigten Atomionen und Elektronen gebildet wird und sich infolge des Fehlens radialer Geschwindigkeitskomponenten stark kontrahieren lässt. Das Verfahren wird brauchbar durch die Schaffung einer Iondichte von $10^{22} \dots 10^{24}$ Ionen/cm³ und Impulsbetrieb. Für eine Iondichte von 10^{24} Ionen/cm³ genügt z. B. eine Reaktionsstrecke von $\frac{1}{3}$ m zur Erzielung des besten Wirkungsgrades der Fusion, während bei üblicher Plasmadichte von $10^{15} \dots 10^{16}$ Ionen/cm³ eine Fusionsstrecke von 10^8 m dafür erforderlich wäre. Daraus ist erkennbar, warum gegen das beim neuen System angewendete alte Prinzip der Gegeneinanderführung beschleunigter Atomionen, von den Verhältnissen bei reinen Ionenstrahlen oder üblichen Plasmadichten ausgehend, das Vorurteil der «Unbrauchbarkeit» bestand.

Literatur

[1] S. Glasstone und R. H. Lovberg: Kontrollierte thermonukleare Reaktionen. Einführung in die theoretische und experimentelle Plasmaphysik. München, Thieme Verlag, 1964.

Adresse des Autors:

K. Nowak, Mollardgasse 8, A-1060 Wien 6.