

Zeitschrift: Bulletin des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins
Herausgeber: Schweizerischer Elektrotechnischer Verein ; Verband Schweizerischer Elektrizitätswerke
Band: 56 (1965)
Heft: 23

Artikel: Elektrische Antriebsysteme für die Raumfahrt
Autor: Wichmann, H.G.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-916422>

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: 05.02.2026

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

BULLETIN

DES SCHWEIZERISCHEN ELEKTROTECHNISCHEN VEREINS

Gemeinsames Publikationsorgan des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins (SEV)
und des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätswerke (VSE)

Elektrische Antriebssysteme für die Raumfahrt

Von H. G. Wichmann, Stuttgart

621.453 : 629.7.036.7

Nachdem es in den letzten Jahren gelang, Satelliten in erdnahe Umlaufbahnen zu befördern, ist die Hoffnung berechtigt, dass es in nicht allzu ferner Zeit möglich sein wird, tiefer in den interplanetaren Raum vorzudringen. Eine der wichtigsten Aufgaben, die zur Erreichung dieses Zieles gelöst werden müssen, ist die Entwicklung geeigneter Antriebsaggregate einschliesslich der zu ihrer Versorgung notwendigen Energieanlagen.

Man verspricht sich von elektrischen Triebwerken — Ionen-triebwerke, Lichtbogentriebwerke und magnetohydrodynamische Triebwerke — brauchbare Ergebnisse, auch wenn sich der überwiegende Teil dieser Antriebssysteme noch im Experimentierstadium befindet und viele Probleme offen sind. In ähnlicher Weise versucht man, die von Kernreaktoren gelieferte thermische Energie in nichtkonventioneller Weise in elektrische Energie umzuwandeln. Auf diesem Sektor konzentriert sich die Forschung vornehmlich auf die Entwicklung von thermionischen Konvertern und magnetohydrodynamischen Wandlern.

Depuis que l'on est parvenu, ces dernières années, à faire circuler des satellites sur des orbites rapprochées de la terre, il y a lieu de s'attendre à ce que l'on puisse bientôt pénétrer plus profondément dans l'espace interplanétaire. Pour atteindre ce but, il importe avant tout de développer des groupes d'entraînement appropriés à l'alimentation des installations d'énergie des satellites.

On espère obtenir des résultats utilisables, grâce à des commandes électriques, ioniques, à arc et magnétohydrodynamiques, même si la plus grande partie de ces systèmes d'entraînement est encore à un stade expérimental et si de nombreux problèmes ne sont pas encore résolus. On cherche également à transformer en énergie électrique, d'une manière non conventionnelle, l'énergie thermique fournie par des réacteurs nucléaires. Dans ce domaine, les recherches se concentrent surtout sur le développement de convertisseurs thermioniques et magnétohydrodynamiques.

1. Einleitung

Die bisherigen Erfolge der Raumfahrt lassen die berechtigte Hoffnung zu, dass es in nicht allzu ferner Zeit möglich sein wird, tiefer in den interplanetaren Raum vorzudringen und auch bemannte Raumfahrtmissionen zu benachbarten Planeten zu unternehmen. Über die Absicht, als ersten Schritt auf diesem Wege eine Landung auf den Mond zu unternehmen, wurde die Öffentlichkeit in letzter Zeit bereits informiert.

Die Arbeiten zur Durchführung von interplanetaren Missionen stehen zwar noch im Planungsstadium, aber auch hier sind die notwendigen Schritte zur Erreichung des Zieles im wesentlichen bekannt. Gegenüber Flügen im erdnahen Bereich sind bei länger dauernden interplanetaren Missionen einige etwas anders geartete Probleme zu lösen:

a) Da der Hauptteil der Flugbahn sich nicht mehr im Gebiet der Erdgravitation befindet, kann die beschleunigende Antriebskraft auf das Raumfahrzeug ausserhalb des Schwerfeldes erheblich kleiner sein als in Erdnähe. Für diesen Teil der Flugbahn sind daher für die Konstruktion der Triebwerke ganz andere Gesichtspunkte massgebend, als wenn es sich nur wie bisher um den Start eines Satelliten von der Erde aus in eine erdnahe Umlaufbahn handelt.

b) Wegen der Länge der Flüge muss eine Korrekturmöglichkeit bei etwaigen Abweichungen von der vorgesehenen Flugbahn möglich sein. Das bedeutet, dass man Triebwerke verwenden muss, deren Schub sich in einfacher Weise regeln lässt, und die sich während des Fluges beliebig ein- und ausschalten lassen.

c) Die Energieversorgung der Triebwerke und der übrigen Bordanlagen muss durch geeignete Energiequellen während des gesamten Fluges gewährleistet sein. Es kommen daher nur Energieversorgungseinheiten mit grosser Lebensdauer und hoher Zuverlässigkeitsrate in Frage.

d) Schliesslich sind sowohl Antriebs- wie auch Energieversorgungssysteme so auszulegen, dass sich ein optimales Nutzlastverhältnis für das gesamte Raumschiff ergibt. Gerade diese Forderung ist wesentlich für interplanetare Flüge.

Bei bemannten Raumfahrtflügen sind natürlich noch zusätzlich diejenigen Probleme zu lösen, die sich durch den langen Aufenthalt von Menschen im Raumfahrzeug, das sich zudem noch im Zustand der Schwerelosigkeit befindet, ergeben. Von diesen Fragen soll jedoch im folgenden abgesehen werden, und wir wollen uns nur mit der technischen Seite des interplanetaren Fluges befassen, die nach dem eingangs Gesagten im wesentlichen das Antriebs- und Energieversorgungsproblem umfasst.

2. Grundsätzliche Antriebsprobleme

Bei den bisherigen Raumfahrtflügen im erdnahen Bereich wurden zum Antrieb des Raumfahrzeuges ausschliesslich chemische Raketen verwendet. Sie arbeiten bekanntlich in der Weise, dass ein Treibgas durch chemische Reaktionen aufgeheizt und dann über eine Düse expandiert wird. Dabei ist die Austrittsgeschwindigkeit des Treibgases von der erreichbaren Aufheizung abhängig. Mit den heute bekannten Raketenbrennstoffen kommt man jedoch kaum über Austrittsgeschwindigkeiten über 5 km/s. Das liegt einfach daran, dass die Austrittsgeschwindigkeit von der bei dem chemischen Verbrennungsprozess frei werdenden Energie abhängig ist. In Tabelle I sind einige gebräuchliche Raketenbrennstoffe und die mit ihnen erreichbaren Geschwindigkeiten angegeben. Höhere Austrittsgeschwindigkeiten lassen sich jedoch erreichen, wenn man das Treibgas

	Treibstofftyp	Treibstoffkombination	Spezifischer Impuls
Einsatzfähige Treibstoffe	fest	NH ₄ Cl O ₄ — Al + Binder	267
	flüssig	N ₂ O ₄ — Hydrazin	292
		O ₂ — H ₂	391
		O ₂ — N ₂ H ₄	313
Treibstoffe im Entwicklungsstadium	fest	NH ₄ Cl O ₄ — Li, Be, + Binder	290
	flüssig	N ₂ F ₄ — N ₂ H ₄	334
		F ₂ — H ₂	410
		O ₃ — H ₂	423
	hybrid (eine Komponente fest, die zweite flüssig)	H ₂ O ₂ — Be H ₂	375
		F ₂ — Be H ₂	395

¹⁾ Unter dem spezifischen Impuls versteht man den Schub (in kp) pro kg Treibstoffdurchsatz pro Sekunde.
Die Ausströmgeschwindigkeit v hängt mit dem spezifischen Impuls über die Beziehung:

$$J_{spez} = \frac{v}{g_0}$$

(g_0 Erdbeschleunigung 9,81 m/s²)
zusammen.

mit nuklearer bzw. elektrischer Energie aufheizt, da insbesondere bei Verwendung von nuklearen Energiequellen erheblich grössere Leistungen zur Verfügung stehen.

Es soll jedoch zunächst erläutert werden, warum man gerade an hohen Austrittsgeschwindigkeiten interessiert ist. Das Gewicht eines Raumfahrzeuges setzt sich zusammen aus dem Gewicht des Flugkörpers M_F , dem Gewicht des Antriebsaggregates M_A einschliesslich des benötigten Treibstoffes, dem Gewicht der Energieversorgungsanlage M_E und schliesslich dem Gewicht der Nutzlast M_N :

$$M = M_F + M_A + M_E + M_N$$

Natürlich will man ein Optimum an Nutzlast erreichen. Sieht man vom Gewicht des Flugkörpers selbst ab, so lässt sich eine optimale Nutzlast nur erreichen, wenn Antriebs- und Energieversorgungsanlage möglichst wenig ins Gewicht fallen. Nun hängt der von dem Antriebsaggregat erzeugte Schub, der ja schliesslich der Beschleunigung des gesamten Fahrzeuges dient, sowohl von der Geschwindigkeit v des ausgestossenen Treibgases als auch vom Treibmassendurchsatz \dot{m} ab:

$$S = \dot{m} v \quad (1)$$

[Gl. (1) gilt für den Fall konstanter Ausströmgeschwindigkeit.] Das bedeutet, dass das Gewicht des Antriebsaggregats umso weniger zählt, je grösser die Austrittsgeschwindigkeit ist, da in diesem Fall (bei konstantem Schub) weniger Treibstoff verbraucht wird. Wie bereits erwähnt, kann man die Austrittsgeschwindigkeiten aber nur erhöhen, wenn

¹⁾ Siehe Literatur am Schluss des Aufsatzes.

man das Arbeitsgas mit anderen als rein chemischen Verfahren aufheizt. Man muss dann zwar gegenüber chemischen Triebwerken das Gewicht einer zusätzlichen Energieversorgungsanlage für das Antriebsaggregat in Rechnung stellen, doch lässt sich trotzdem ein beträchtlicher Fortschritt gegenüber dem chemischen Antrieb erzielen.

Bei einem Treibmassendurchsatz \dot{m} und einer Austrittsgeschwindigkeit v ist die Strahlleistung des Triebwerks, die im Falle eines nichtchemischen Antriebes von der Energieversorgungsanlage aufgebracht werden muss:

$$P_{St} = \frac{S}{2v} \quad (2)$$

Man kann das Gewicht der Energieversorgungsanlage etwa proportional der aufzubringenden Leistung setzen:

$$G_A = \alpha P_{St} \quad (3)$$

α ist das Gewicht der Energieanlage, bezogen auf die abgegebene Leistung (α in kg/kW).

Berücksichtigt man ausserdem, dass der Treibstoffdurchsatz während eines bestimmten Raumfluges bei konstantem Schub umgekehrt von der Austrittsgeschwindigkeit abhängt:

$$\dot{m} = \frac{S}{v}$$

so ergeben sich schliesslich etwa die in Fig. 1 dargestellten Kurven über den Einfluss der Antriebs- und Energieanlagen auf das Gesamtgewicht [1]¹⁾. Dabei ist der Wirkungsgrad η , der angibt, wieviel der von der Energieanlage aufgebrachten Leistung tatsächlich in Strahlleistung umgesetzt wird, gleich 1 gesetzt. Ausserdem ist nicht berücksichtigt, dass ein Teil der elektrischen Leistung als Ionisationsleistung zur Erzeugung des Plasmas bzw. der Ionen benötigt wird.

Je besser der Wirkungsgrad der Umwandlung der aufgebrachten Leistung in Strahlleistung und je niedriger das spezifische Gewicht der Energieanlage ist, desto grössere Austrittsgeschwindigkeiten und damit Beschleunigungen lassen sich bei konstantem Gewicht $M_A + M_E$ erzielen. Anders ausgedrückt, bei konstantem Gesamtgewicht M des Raumfahrzeuges wirken sich diese beiden Faktoren positiv auf die Grösse der Nutzlast aus. Gleichzeitig erkennt man, dass sich höhere Austrittsgeschwindigkeiten nur dann günstig auswirken, wenn es gelingt, das spezifische Gewicht der Energiequelle zu senken.

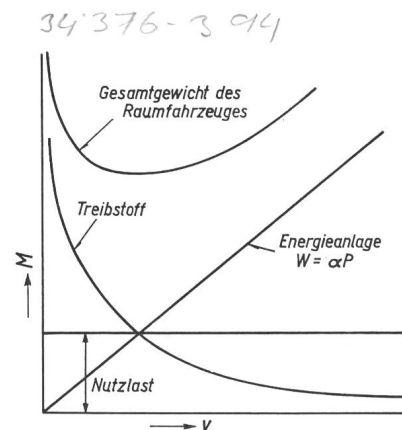


Fig. 1

Gewicht M eines Raumfahrzeuges als Funktion der Ausströmgeschwindigkeit v des Treibgases
 α spezifisches Gewicht der Energieanlage; P Strahlleistung

Da sich bei grossen α -Werten eine kleinere Beschleunigung ergibt, wirkt sich natürlich das Gewicht der Energieanlage auch auf die Flugdauer aus. In Fig. 2 ist am Beispiel einer Marsumkreisung mit Rückkehr des Satelliten dargestellt, wie die Verhältnisse bei Verwendung von rein nuklear bzw. nuklear-elektrisch angetriebenen Flugkörpern liegen [2]. Dabei ist eine konstante Nutzlast angenommen, ausserdem als Startgewicht das Gewicht des Fahrzeuges, nachdem es in eine 540-km-Kreisbahn mittels chemischer Raketen gebracht wurde. Die Figur zeigt zwar die Überlegenheit von elektrisch angetriebenen Raumfahrzeugen, lässt aber gleichzeitig erkennen, dass die Anwendbarkeit dieser Antriebssysteme entscheidend davon abhängt, ob es gelingt, entsprechend leichte Energieversorgungsanlagen zu bauen.

3. Energieversorgungsanlagen

Den Überlegungen des 2. Abschnittes kann entnommen werden, dass bei länger dauernden Raumfahrten dem elektrischen Antriebssystem gegenüber dem rein nuklearen Antrieb der Vorzug gegeben werden wird. Gleichzeitig wurde darauf hingewiesen, dass der Energieversorgung besondere Beachtung gewidmet werden muss. Parallel zu der Entwicklung von geeigneten Triebwerken laufen daher mit mindestens der gleichen Intensität die Entwicklungsarbeiten an Energieversorgungsanlagen.

Grundsätzlich unterscheidet man zwischen Hilfsenergiequellen und Energiesystemen zur Versorgung der Antriebsaggregate. Jene dienen im wesentlichen der elektrischen Bordversorgung wie der Steuerungs- und Regelemente, wissenschaftlicher Apparaturen, Funkanlagen etc. Der hierfür notwendige Leistungsbedarf liegt bei einigen hundert Watt. Die Entwicklung derartiger Energieanlagen ist bereits ziemlich weit fortgeschritten, zum Teil wurden sie auch schon bei Satelliten praktisch eingesetzt.

Anders liegen die Dinge dagegen bei den Energieversorgungsanlagen für die Triebwerke. Man kann zwar auf Erfahrungen mit erdgebundenen Energieversorgungsanlagen aufbauen, doch treten hier Probleme auf, die bei festen Anlagen zweitrangig sind. Die Wahl des Energieversorgungssystems wird hauptsächlich durch die Zeitdauer des Raumfluges und die vorgesehene Mission bestimmt. Bei einer Flugdauer von einigen hundert Tagen kommen nur Kernenergie oder Sonnenenergie in Frage. Berücksichtigt man noch den Leistungsverbrauch der Triebwerke, so fällt die

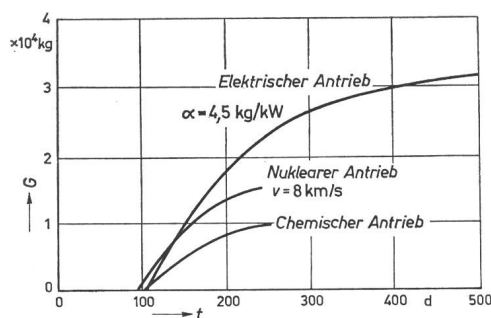


Fig. 2

Nutzlast-Vergleich zwischen elektrisch, nuklear und chemisch angetriebenen Raumfahrzeugen bei einem Raumflug zum Mars mit Rückkehr zur Erde. Gesamtgewicht beim Start in einer 540-km-Umlaufbahn = $5 \cdot 10^4$ kg. G Nutzlast; t Flugzeit

Missionen	Energieanlage	Leistung
Explorer XII (1961)	Sonnenzellen	20 W
Projekt Apollo (Mondlandung)	Brennstoffzellen (Lebensdauer 2 Wochen)	2...5 kW
Raumstation (bemannt)	Nukleare oder solare Energie (Lebensdauer 1 Jahr)	20 kW
Marssonde (unbemannt)	Nukleare Energie (1...1½ Jahre)	≈ 600 kW
Jupitersonde (unbemannt)	Nukleare Energie (2...3 Jahre)	≈ 1 MW
Marsumkreisung (bemannt)	Nukleare Energie (1½...2½ Jahre)	5...50 MW

Wahl praktisch nur auf nukleare Energieanlagen [3]. Der Leistungsverbrauch von nichtbemannten Raumsonden beginnt etwa bei 60 kW, während man bei bemannten interplanetaren Flügen mit einigen Megawatt rechnen muss. Tabelle II zeigt den Leistungsbedarf bei einigen Raummissionen.

Hinsichtlich der geforderten Leistungen dürfte von seiten der Reaktortechnik kaum mit grossen Schwierigkeiten zu rechnen sein. Komplizierter ist schon das Problem, die Entwicklung entsprechend den von der Raumfahrtseite herangetragenen Forderungen — insbesondere extremer Leichtbau der Energieanlage — durchzuführen. Dabei ist zusätzlich zu berücksichtigen, dass die vom Reaktor gelieferte Wärmeenergie noch in elektrische Energie umgewandelt werden muss. Für den Prozess der Energiewandlung gilt bekanntlich, dass der maximal mögliche Wirkungsgrad gleich dem Carnot-Wirkungsgrad:

$$\eta_c = \frac{T_1 - T_2}{T_1} \quad (4)$$

ist. Die nicht umgewandelte Energie erscheint als Wärme und muss abgeführt werden. Hierin liegt bei Raumfahrzeugen eine gewisse Schwierigkeit. Im Raum kann die Verlustenergie nur durch Strahlung abgegeben werden; für diesen Prozess gilt das Stefan-Boltzmannsche Strahlungsgesetz, wonach die abgestrahlte Energie der 4. Potenz der absoluten Temperatur proportional ist. Aus Gewichtsgründen wählt man möglichst hohe Temperaturen T_2 , um so das Gewicht der Strahlungskühler klein zu halten [4]. Über Optimierungsbetrachtungen kommt man zu einer günstigsten Abstrahlungstemperatur, die bei etwa $\frac{3}{4}$ der Arbeitstemperatur T_1 liegt. Das bedeutet andererseits, dass die Energieanlage mit einem Wirkungsgrad von höchstens 25 % arbeitet.

4. Energiewandlungsverfahren

In den bis heute geplanten Energieversorgungsanlagen wird die im Reaktor erzeugte Wärmeenergie in konventioneller Weise, d. h. mit Hilfe von Turbogeneratoren, in elektrische Energie umgewandelt. Die Bestrebungen für die weitere Zukunft laufen aber darauf hinaus, das bei einem Turbogenerator verwendete Prinzip — Transformation von

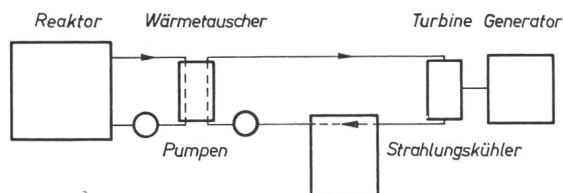


Fig. 3
Energieanlage mit Rankine-Kreisprozess

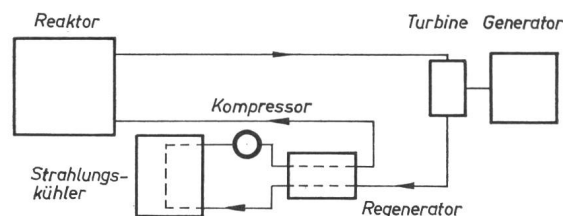


Fig. 4
Energieanlage mit Brayton-Kreisprozess

Wärmeenergie in kinetische Energie und dann in elektrische Energie — zu verlassen und statt dessen mit Energiewandlern zu arbeiten, welche die Wärmeenergie ohne Zwischenstufe in elektrische Energie umwandeln. Ein Hauptgrund liegt in den Nachteilen, die rotierende Maschinenelemente bei längeren Raumflügen aufweisen können. Die zweite Gruppe der Energiewandler — thermionische Wandler und MHD-Generatoren — befindet sich allerdings noch im Entwicklungsstadium. Man wird daher eine Reihe von Jahren nicht ohne Turbogeneratoren auskommen.

4.1 Turbogeneratoren

Die vom Reaktor gelieferte Wärmeenergie dient zur Aufheizung eines Arbeitsmediums, welches dann den elektrischen Generator über eine Turbine antreibt. Als Kreisprozess wird meist der normale Dampfturbinenprozess verwendet (Rankine-Kreisprozess). Fig. 3 zeigt schematisch eine Energieanlage mit dem Rankine-Prozess. Mit Reaktorenergie wird ein flüssiges Metall (meist Alkalimetalle) aufgeheizt. Dieses Medium gibt seine Wärmeenergie in einem Wärmetauscher an das eigentliche Arbeitsmedium ab. Bei dem Rankine-Prozess wird als Arbeitsmedium ebenfalls ein flüssiges Metall verwendet, das im Wärmetauscher in die dampfförmige Phase überführt wird und nach Arbeitsleistung in der Turbine wieder kondensiert. Flüssigmetalle werden vor allem verwendet, um höhere Arbeitstemperaturen zu erreichen [5]. Damit ergeben sich jedoch einige Schwierigkeiten, zumal nur geringe technologische Erfahrungen auf dem Gebiet derartiger Hochtemperaturwandler vorhanden sind. Die Verwendung von korrodierenden Flüssigkeiten setzt die Lebensdauer der Maschinen — besonders bei höheren Temperaturen — herab, was besonders in Anbetracht der Länge der Raumflüge ein schwerwiegender Nachteil ist.

Trotzdem hat man die Verwendung von Alkalimetallen vorgesehen — vor allem wegen der folgenden günstigen Eigenschaften: Wärme-Übergangscharakteristik, kritische Temperaturen, Dampfdruck, thermodynamische Eigenschaften.

Ein zusätzliches kritisches Problem ist der Zustand der Schwerelosigkeit, in dem sich die Strömungsvorgänge abspielen. Ein Schwerpunkt der Forschungsarbeit umfasst daher Probleme wie Flußstabilität, Phasentrennung u. a. im Bereich von $g = 0$ [6].

Derartige Probleme treten nicht auf, wenn man einen Ein-Phasen-Prozess verwendet [7; 8]. Es wurden daher auch Vorschläge gemacht, mit einem Brayton-Kreisprozess (Fig. 4) zu arbeiten. Bei diesem Prozess bleibt das Arbeitsmedium im gasförmigen Zustand. Es wird im Reaktor aufgeheizt, leistet in der Turbine Arbeit, strömt danach über eine Vorwärmanlage, in der ein Teil der verbliebenen

Wärmeenergie an das in den Reaktor einströmende Gas abgegeben wird, und wird schliesslich nach Abkühlung im Radiator dem Reaktor über einen Kompressor erneut zugeführt.

Gegenüber dem Rankine-Kreislauf ist der Brayton-Prozess bei gleicher Temperatur nicht so wirksam, und erfordert daher grössere Radiatorflächen, was besonders bei Hochleistungsanlagen das Gewicht nicht unerheblich erhöht. Der Brayton-Prozess wird daher wahrscheinlich mehr in Energieanlagen mit kleinerer Leistung Verwendung finden, bei denen das Problem der Gewichtsoptimierung nicht so stark beachtet zu werden braucht, also nicht in Anlagen, die der Versorgung von elektrischen Triebwerken dienen.

4.2 Nichtkonventionelle Energiewandler

In dem Bestreben, das Gewicht der Energieanlage so klein wie möglich zu machen, hat die Entwicklung neue Wege für Energiewandlersysteme beschritten. Eine Möglichkeit zur Reduzierung des Gewichtes ist gegeben, wenn man die Arbeitstemperaturen des Energiesystems erhöht, da man so an Radiatorgewicht einspart. Zwei Verfahren scheinen besonders aussichtsreich zu sein, das thermionische Verfahren und das magnetohydrodynamische Verfahren.

4.2.1 Thermionische Wandler

Der thermionische Konverter besteht im Prinzip aus einer Hochtemperaturkathode, die Elektronen emittiert, und der Anode, die auf geringerer Temperatur gehalten wird. Ausserdem bestehen beide Elektroden aus verschiedenen Materialien, so dass unterschiedliche Austrittsarbeiten vorhanden sind. Die aus der Kathode emittierten Elektronen gelangen infolge ihrer thermischen Energie bis zur Anode; zwischen beiden Elektroden stellt sich daher ein Potentialunterschied ein.

Mit thermionischen Wandlern ist ein Wirkungsgrad von etwa 17 % erreichbar. Sie arbeiten mit höheren Temperaturen (1800 °C) als die konventionellen Kreisläufe. Technologisch ist vor allem interessant, dass im Gegensatz zu den konventionellen Energieanlagen, bei denen Reaktor, Wärmetauscher und Turbinen auf hohe Arbeitstemperaturen zu bringen sind, bei diesen Wandlern nur Reaktor und Emitter auf Arbeitstemperatur liegen. Die Tendenz geht dahin, den Konverter als integralen Bestandteil des Reaktors auszuführen, d. h. die Emitterfläche umgibt zylinderförmig ein Heizelement (Fig. 5). Mehrere Tausend von Konverterelementen werden allerdings benötigt, um in den erforderlichen Leistungsbereich zu kommen.

Ein weiterer Vorteil des thermionischen Verfahrens liegt darin, dass keine rotierenden Teile für die Energieanlage mehr benötigt werden. Natürlich sind auch bei diesem System einige Nachteile vorhanden. Zum Teil liegen sie in der Arbeitsweise des Konverters selbst [9; 10; 11]. Bei gasge-

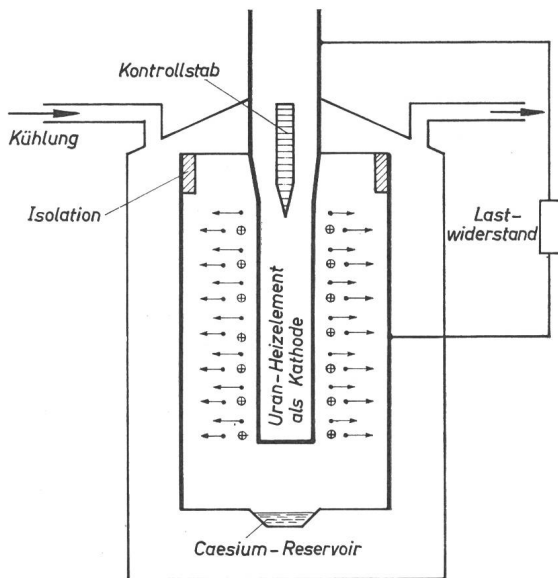


Fig. 5
Schema einer thermionischen Diode mit Uran-Heizelement
Caesium-Ionen neutralisieren die Raumladung
Caesium-Ion; Elektron

füllten Konvertern begrenzen Raumladungen den Strom. Man versucht heute die Raumladungen durch Caesiumzusatz zu kompensieren (Caesium-Diode). Trotzdem bleiben noch eine Reihe von Problemen offen, z. B.: Wahl geeigneter Brennstoffe und Isolatormaterialien, Erzeugung gleichmässiger Temperaturverteilung im Reaktor. Nicht zuletzt muss auch die Frage der Transformation der Niederspannung (≈ 1 V) auf einige tausend Volt, wie sie elektrische Triebwerke benötigen, noch gelöst werden. Diese zusätzliche Anlage erhöht zwar wieder das Gewicht, doch verspricht man sich im grossen Ganzen doch eine günstige Lösung des Energieversorgungsproblems mit diesem Verfahren.

4.2.2 Magnetohydrodynamische Wandler ²⁾

Das zweite Verfahren, Wärmeenergie ohne rotierende Maschinen direkt in elektrische Energie umzuwandeln, beruht auf einer Anwendung der Magnetohydrodynamik. Ein Plasma, das quer zur Richtung eines Magnetfeldes strömt, kann durch das Magnetfeld abgebremst werden, wobei ein Teil der Plasmaenergie in elektrische Energie umgewandelt wird [12]. Im Prinzip stellen diese Energiewandler eine Umkehrung der Beschleuniger dar. Wie diese, befinden sich auch die «MHD-Wandler» grösstenteils noch im Experimentierstadium.

Im wesentlichen konzentrieren sich die Untersuchungen auf elektrodenbehaftete Wandler [13; 14] vom Faraday- und Hall-Typ sowie auf elektrodenlose Systeme [15; 16], die als Wanderfeldgeneratoren (Fig. 6) arbeiten. In allen Fällen wird das Plasma in einem Reaktor erzeugt und durchströmt dann die Wandlerstrecke. Eine hohe Temperatur des Plasmas ist dabei sehr erwünscht, nicht nur, um die Strahlungskühler klein zu halten, sondern auch, weil die Plasmaleitfähigkeit mit der Temperatur (der Elektronen) ansteigt und dadurch die Wechselwirkung der magnetischen Felder mit dem Plasma verbessert wird. Die Entwicklung zielt darauf hinaus, zur Plasmaerzeugung Reaktoren mit

gasförmiger Spaltzone, sog. Gas-Core-Reaktoren, zu verwenden. Probleme treten hier jedoch bei der Trennung des gasförmigen Spaltstoffes und des aufgeheizten Plasmas auf.

Eine zweite Möglichkeit zur Verbesserung des Wirkungsgrades der Wandler besteht darin, statt eines thermischen Plasmas ein Nichtgleichgewichtsplasma zu verwenden [17; 18; 19; 20].

Im Gegensatz zu einem thermischen Plasma, bei dem die Temperatur der Elektronen gleich der Ionen- und Neutralteilchentemperatur ist, kann man bei einem nichtthermischen Plasma hohe Elektronentemperaturen bei kleinen Ionen- bzw. Gastemperaturen erhalten und verfügt damit über ein relativ kaltes Plasma mit guter Leitfähigkeit. Ähnliche Plasmaeigenschaften lassen sich auch erzielen, wenn man das Plasma mit einem geringen Zusatz (Seeding) von sehr leicht ionisierbaren Stoffen (z. B. Caesium) versieht. Dann stellen sich unterschiedliche Temperaturen zwischen den verschiedenen Plasmakomponenten ein, wobei die Leitfähigkeit im wesentlichen durch die Seeding-Komponente bestimmt wird. Gewisse Schwierigkeiten bereitet das Problem, das Plasma möglichst lange im Nichtgleichgewichtszustand zu erhalten. Es ist jedoch möglich, die Aufrechterhaltung des Nichtgleichgewichtszustands durch die Funktion des Generators selbst zu gewährleisten.

Ein ernstes Problem stellte bisher die Erzeugung der für die Wandlerstrecke notwendigen starken Magnetfelder dar, zumal das Gewicht der Spulen durch die benötigten Eisenkerne nicht unerheblich ist. Durch die Weiterentwicklung der kryogenen Technik [21] hofft man das Problem in den nächsten Jahren mit Hilfe von supraleitenden Spulen, die auf einer Temperatur von etwa 4°K gehalten werden, einer Lösung zuzuführen.

5. Triebwerke

Nach der Art, in der die zur Verfügung stehende elektrische Energie zur Beschleunigung des Treibgases verwendet wird, können drei grosse Gruppen von Triebwerken unterschieden werden; allen drei Typen ist jedoch gemeinsam, dass das Arbeitsgas zunächst in einen geeigneten Zustand gebracht werden muss, in dem es durch elektrische oder elektromagnetische Felder beschleunigt werden kann. Eine Übersicht über die verschiedenen Triebwerksarten, in der gleichzeitig auch der grundsätzliche Beschleunigungsmechanismus angeführt ist, wird in Fig. 7 gegeben. Verwendet man die elektrische Energie zur Erzeugung von Ionen und beschleunigt diese mittels elektrostatischer Felder,

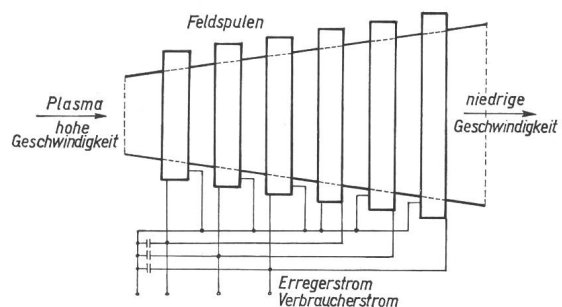


Fig. 6
Prinzip eines Dreiphasen-Wanderfeldgenerators

²⁾ Siehe auch Bull. SEV 56(1965)15, S. 585...593.

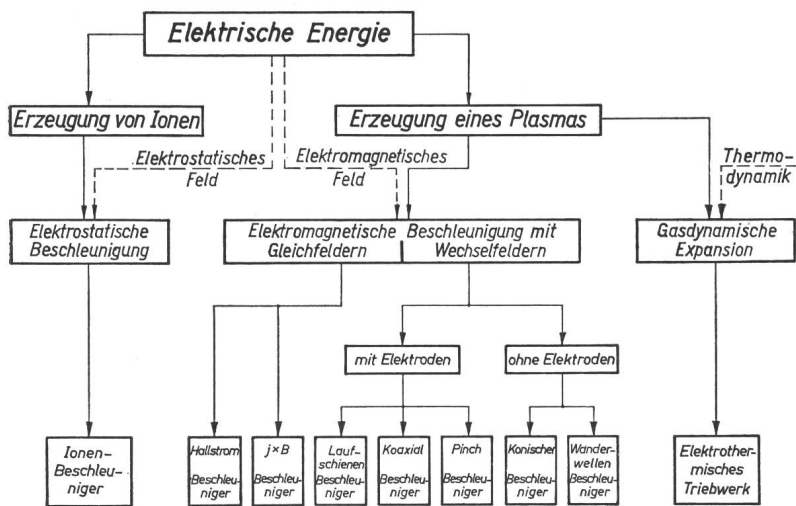


Fig. 7
Blockschema eines elektrischen Triebwerkes und ihrer grundsätzlichen Funktionsweise

so erhält man die Ionentriebwerke. Im anderen Fall erzeugt man dagegen zunächst ein Plasma. Dieses lässt sich elektromagnetisch beschleunigen. Man kann das heiße Plasma aber auch einfach über eine Düse entspannen (elektrothermisches Triebwerk). Besonders bei elektromagnetischer Beschleunigung ergeben sich eine Reihe von Möglichkeiten, je nachdem man mit Gleich- oder Wechselfeldern arbeitet. Bei Verwendung von Wechselfeldern kann man elektrodenlose und elektrodenbehaftete Systeme unterscheiden. Auf die Vor- und Nachteile der verschiedenen Beschleuniger soll im folgenden eingegangen werden, wobei der Schwerpunkt der Darstellung auf den elektromagnetischen Beschleunigern liegen soll.

Grundsätzlich sei noch einmal auf ein wesentliches Moment hingewiesen, das für alle elektrischen Triebwerke gilt. Der erzeugte Schub ist klein. Bezogen auf die anzutreibende Masse ergeben sich Beschleunigungen in der Größenordnung $10^{-5} \dots 10^{-2} g$ (g Erdbeschleunigung). Der starke Schub, den chemische Raketen erzeugen, wird bei diesen Systemen jedoch dadurch ausgeglichen, dass sie praktisch über lange Zeit in Aktion sind.

5.1 Ionentriebwerke

Ionentriebwerke sind neben den elektrothermischen Beschleunigern die am weitesten entwickelten Triebwerke. Im Jahr 1964 konnten sogar schon mehrere Ionentriebwerke im Flug getestet werden. Wie bereits kurz erwähnt, werden bei diesen Systemen zunächst Ionen erzeugt, diese werden dann elektrostatisch beschleunigt und schließlich wird der aus dem Triebwerk austretende Ionenstrom durch Zugabe von Elektronen neutralisiert.

Die Ionenerzeugung erfolgt entweder als Kontaktionisation [22] des Arbeitsgases an glühenden Metalloberflächen oder mit Hilfe von stromstarken Gasentladungen [23] oder Hochfrequenzentladungen [24]. In diesem Fall erzeugt man zunächst ein Plasma, aus dem dann die Ionen durch elektrische Felder abgesaugt werden.

Im ersten Fall muss die Austrittsarbeit der Kontaktfläche grösser sein als die zur Ionisation der Atome aufzuwendende Energie. Man arbeitet daher mit heißen Wolframflächen und verwendet Caesium als Arbeitsgas, das zu etwa 98 % ionisiert wird. Hauptsächliche Verlustquelle bei diesem Verfahren ist die von der Kontaktfläche abgestrahlte

Wärmeenergie; es wurden daher verschiedentlich Vorschläge gemacht, durch Verwendung geeigneter Konfigurationen diese Abstrahlung herabzusetzen. In Fig. 8 ist gezeigt, wie der Wirkungsgrad der Maschine besonders in den unteren Geschwindigkeitsbereichen dadurch beträchtlich erhöht werden kann [25]. Weiter wurde daran gedacht, die Aufheizung des Emitters direkt durch Wärmeenergie eines kleinen Reaktors durchzuführen, anstatt diese Energie umzuwandeln und dann zur Heizung zu verwenden.

Der zweite Beschleunigertyp ist, was das Treibgas anbelangt, nicht den Beschränkungen wie beim ersten Typ unterworfen, doch liegt der Wirkungsgrad bei Verwendung von schweren Gasen günstiger. Um die Ionisationsbedingungen in der Plasmaquelle, aus der die Ionen extrahiert werden, zu begünstigen, wird die Entladung zusätzlich durch ein magnetisches Feld eingeschnürt. Die für Entladung und Magnetfeld aufzubringenden Leistungen stellen die Hauptverluste des Beschleunigers dar. Man ist bestrebt, diese Verluste zu verringern. Ebenso ist man bemüht, den Anteil der Neutralteilchen, die nicht ionisiert wurden und durch Diffusion in das eigentliche Beschleunigergebiet gelangen, herabzusetzen. Durch Ladungsaustausch mit schnellen Ionen werden sie nämlich elektrisch beeinflussbar und treffen auf die Metallflächen des Beschleunigers. Sie rufen dort unerwünschte Erosionserscheinungen hervor und begrenzen die Lebensdauer des Gesamtsystems [23]. Berechnungen zeigen, dass die Lebensdauer des Triebwerkes dadurch auf etwa 1 Jahr beschränkt wird. Der Wirkungsgrad dieses Typs liegt dagegen mit etwa 80 % relativ günstig.

Während diese beiden skizzierten Beschleuniger Austrittsgeschwindigkeiten des Arbeitsmediums zwischen 50 und 100 km/s liefern, versucht man neuerdings auch Ionenantriebe mit kleineren Austrittsgeschwindigkeiten zu entwickeln. Man denkt an die Beschleunigung von kolloiden Teilchen mit etwa der 100 000fachen Masse von Wasserstoffatomen [26]. Diese Untersuchungen stehen jedoch noch in den Anfängen. Schwierigkeiten scheint besonders die Erzeugung von kolloiden Teilchen zu bereiten.

5.2 Elektrothermische Triebwerke

Von den elektrischen Triebwerken sind die elektrothermischen Beschleuniger den chemischen Systemen sehr ähnlich. Bei beiden Systemen ist die Austrittsgeschwindigkeit des Treibgases v proportional der Wurzel aus der Enthalpiedifferenz des Treibgases in Brennraum und Aussenraum:

$$v = \sqrt{2(h_1 - h_2)} \quad (5)$$

Bei vollständiger Entspannung ins Vakuum ist $h_2 = 0$. Der Grundgedanke bei elektrothermischer Aufheizung ist der, dem Gas mehr Energie zuführen zu können — und

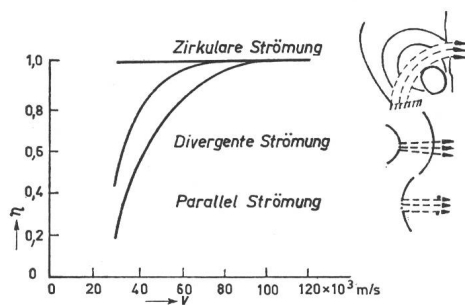


Fig. 8

Theoretischer Wirkungsgrad η von Ionentriebwerken mit Kontakt-Ionisation
 v Ausströmgeschwindigkeit

damit höhere Temperaturen zu erreichen — als sie bei chemischer Verbrennung möglich sind [27].

Das Prinzip dieses Beschleunigers ist ziemlich einfach. In einer Brennkammer wird das Arbeitsgas in einem elektrischen Lichtbogen aufgeheizt und dann über eine Düse entspannt. Der Bogen kann sowohl mit Gleich- wie mit Wechselstrom betrieben werden. Bei Austrittsgeschwindigkeiten von 10 km/s erreicht man Wirkungsgrade von etwa 40 %.

Obwohl die Möglichkeit einer Gasaufheizung mit einem elektrischen Lichtbogen schon lange bekannt ist, ergeben sich bei Verwendung dieses Prinzips als Triebwerk einige Probleme. Zuerst sei die Wahl des geeigneten Arbeitsgases betrachtet. Gase mit kleinem Molekulargewicht wären vorzuziehen, da die erreichbare Geschwindigkeit umgekehrt proportional der Wurzel aus dem Molekulargewicht ist. Unter diesem Gesichtspunkt wäre Wasserstoff das am besten geeignete Gas. Leider aber brennt ein Lichtbogen bei zweiatomigen Molekülgasen relativ instabil; im Zentrum des Bogens treten ziemlich hohe Temperaturen auf, und der Wärmeübergang von dem kleinen heissen Gebiet auf die kalte Randzone ist schlecht. Praktisch bedeutet das, dass man Temperatenausgleichskammern vor den Brennraum schalten muss, um ein einigermaßen gleichmässiges Geschwindigkeitsprofil des austretenden Treibgases zu erhalten. Durch dieses Verfahren setzt man aber den Wirkungsgrad herab. Bessere Ergebnisse erzielt man bei Verwendung von einatomigen Gasen (z. B. Argon oder Quecksilber).

Besondere Aufmerksamkeit wurde der Frage gewidmet, wie weit es möglich ist, die Temperaturen im Brennraum zu erhöhen, um so grössere Austrittsgeschwindigkeiten zu erreichen. Es zeigt sich, dass der Wirkungsgrad der Anlage bei Verwendung von leichten Gasen wie Wasserstoff oder Helium abnimmt, sobald man zu Temperaturen übergeht, die bei der Expansion Austrittsgeschwindigkeiten von mehr als 15...20 km/s liefern. Diese Erscheinung ist durch das sog. «eingefrorene Gleichgewicht» bedingt. Heizt man z. B. ein Molekulargas in einem elektrischen Bogen auf, so dissoziiert das Gas zunächst und wird dann ionisiert. Man muss also nicht nur die Energie zur Aufheizung aufbringen, sondern gleichzeitig auch die Dissoziations- und Ionisationsenergie. Verglichen mit der Zeit, die zur Aufheizung zur Verfügung steht, erfolgt die Expansion des Gases so schnell, dass das Gleichgewicht, welches im Brennraum existiert, sich nicht den Zuständen in der Düse anpassen kann. Es erfolgt daher bei dem Expansionsvorgang keine Rekombina-

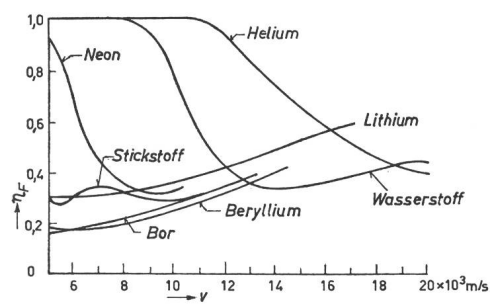


Fig. 9

Wirkungsgrad η_F des eingefrorenen Gleichgewichtes bei verschiedenen Treibgasen
 v Ausströmgeschwindigkeit

tion, so dass Dissoziations- und Ionisationsenergie praktisch verlorengehen. Der Teil der aufgebrachten Leistung, der in diesen Prozessen steckt, wird daher nicht zurückgewonnen und begrenzt den Wirkungsgrad [28]. Fig. 9 zeigt, dass dieser Anteil gerade bei Wasserstoff und Helium bei höheren Temperaturen beträchtlich ist. Günstiger verhalten sich Gase wie Lithium, Stickstoff, Bor und Beryllium. (Unter dem Wirkungsgrad des «eingefrorenen Gleichgewichtes» η_F versteht man das Verhältnis der zur Erzeugung von Schubkraft zur Verfügung stehenden Energie zur insgesamt aufgewandten Energie.) Man untersucht in letzter Zeit auch das Verhalten von anderen Arbeitsmedien wie Wasser, Ammoniak, Äthan, Methan und Lithiumhydrid. Besonders Wasser und Lithiumhydrid liefern bei Geschwindigkeiten von 10 km/s vergleichbare Werte zum Wasserstoff. Bei Geschwindigkeiten von 12 km/s und darüber scheinen Lithium und Ammoniak besser zu sein als Wasserstoff.

Zusätzlich wurden Untersuchungen darüber angestellt, ob es möglich ist, einen Teil der Energie, die im «eingefrorenen Gleichgewicht» verlorengeht, dadurch zurückzugewinnen, dass man durch geeignete Düsenformen den Dissoziationsgrad des Gases noch in der Düse während der Expansion des Gases reduziert. Theoretische Überlegungen zeigen, dass es möglich sein könnte, den Dissoziationsgrad von etwa 94 % im Brennraum auf 60 % am Düsenausgang zu reduzieren und damit die Verluste zu verringern.

In jüngster Zeit sind — sowohl in Deutschland als auch in Amerika — beträchtliche Erfolge mit etwas abgewandelten elektrothermischen Triebwerken erzielt worden [29; 30]. Es handelt sich dabei um Beschleuniger, bei denen zusätzlich zum gasdynamischen Expansionseffekt ein elektromagnetischer Beschleunigungseffekt durch Lorentzkräfte auftritt. Brennt eine Bogenentladung in einer expandierenden Plasmaströmung, so erfolgt eine Wechselwirkung des magnetischen Eigenfeldes des Bogens mit dem Bogenstrom, die zu einer Beschleunigung des Plasmas in Richtung der ursprünglichen Plasmaströmung führt und dadurch die Austrittsgeschwindigkeit des Plasmas aus der Düse zum Teil beträchtlich erhöht. Das Vorhandensein dieses elektromagnetischen Effektes ist zwar schon länger bekannt [31], um aber einen wirksamen Beschleunigungseffekt zu erzielen, muss man die Stromstärken beträchtlich erhöhen und ausserdem den Brennkammerdruck senken. In Fig. 10 ist das Prinzip eines Bogentriebwerkes, das mit eigenmagnetischer Beschleunigung arbeitet, dargestellt. Das geometrische Radienverhältnis der beiden Elektrodenringe hat dabei einen ziemlichlichen Einfluss auf die Grösse der Kraftkomponente

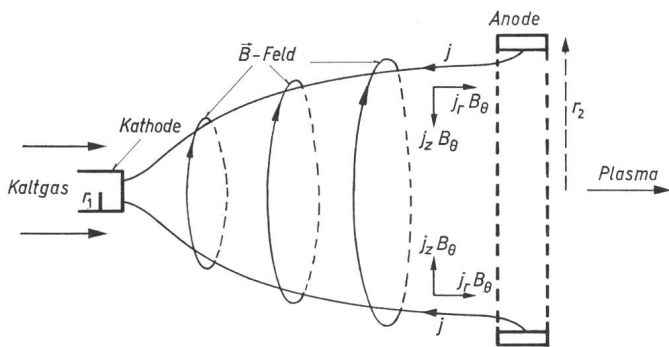


Fig. 10

Prinzip eines Lichtbogentriebwerkes mit eigenmagnetischer Beschleunigung
 j Stromdichtevektor; j_r radialkomponente der Stromdichte; j_z achsialkomponente der Stromdichte; B_θ Azimutal-Komponente der magnetischen Induktionsflussdichte; r_1 Radius der Kathode; r_2 Radius des Anodenringes

in achsialer Richtung und damit auf den Schub [29]. Aus neuesten Veröffentlichungen [32] entnimmt man, dass Austrittsgeschwindigkeiten von 100 km/s erzielt worden sind. Das ist das 5...10fache der bei herkömmlichen elektrothermischen Triebwerken erzielten Geschwindigkeiten! Der Schub liegt nach diesen Veröffentlichungen bei 200 p, bei einem Lichtbogenstrom von 2000 A. Fig. 11 zeigt eine Aufnahme eines Plasmastrahls bei einem Versuchsmodell, in welchem der eigenmagnetische Beschleunigungseffekt untersucht wird.

5.3 Plasmatriebwerke

Bei den zu dieser Kategorie gehörenden Beschleunigern wird, wie schon der Name sagt, ein Plasma durch die Einwirkung elektromagnetischer Felder beschleunigt. Probleme durch Ausbildung von Raumladungen, wie sie von den Ionentriebwerken her bekannt sind, treten bei diesen Triebwerken nicht auf, da das Plasma von aussen gesehen elektrisch neutral ist.

Die Beschleunigung des Plasmas wird durch eine Wechselwirkung von elektrischen Strömen im Plasma und Magnetfeldern hervorgerufen. Diese Wechselwirkungskraft wird bekanntlich als Lorentz-Kraft ($j \times \vec{B}$ -Kraft) bezeichnet.

Prinzipiell ist es natürlich für das Zustandekommen der Lorentz-Kräfte unerheblich, ob man äussere Magnetfelder auf das Plasma einwirken lässt oder ob es sich um Eigenmagnetfelder der im Plasma fliessenden Ströme handelt.

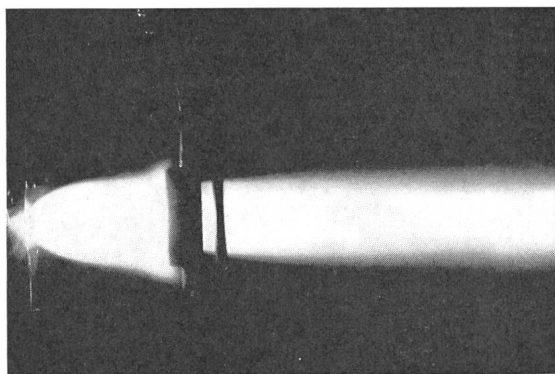


Fig. 11

Bogentriebwerk mit eigenmagnetischer Beschleunigung aus dem DVL-Institut für Plasmadynamik
 Arbeitsgas: Argon, elektrische Leistung: ≈ 30 kW; Druck: 3 Torr

Ebenso ist es beliebig, ob die Ströme im Plasma durch angelegte Spannungen hervorgerufen werden oder ob es sich um Induktionsströme oder Hallströme handelt.

Naturgemäss erhält man durch die verschiedenen Kombinationsmöglichkeiten zwischen Strömen und Magnetfeldern unterschiedliche Beschleunigertypen mit spezifischen Kenndaten. Aus der Vielzahl der möglichen Varianten sind die wichtigsten in der Übersicht in Fig. 7 angeführt.

Ein Vergleich mit dem Entwicklungsstand der elektrothermischen und elektrostatischen Systeme lässt erkennen, dass sich die Plasmabeschleuniger noch am weitesten im Experimentierstadium befinden.

Bei allen Beschleunigern ist eines der Hauptprobleme, ein genügend leitfähiges Plasma zu erzeugen, da die Stärke der Lorentz-Kraft mit der Plasmaleitfähigkeit zunimmt. Zur Plasmaerzeugung verwendet man entweder Lichtbogenbrennkammern oder Hochfrequenz- bzw. stromstarke Kondensatorentladungen. Wie bei den Magnetohydrodynamischen (MHD-)Wandlern ist man auch bei den Beschleunigern

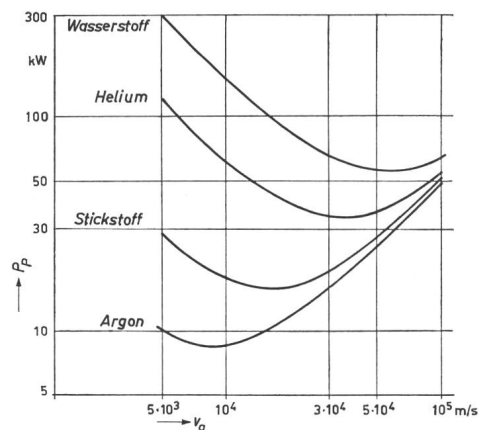


Fig. 12

Theoretischer Leistungsbedarf P_p eines Plasmatriebwerkes zur Erzeugung eines Schubes von 100 p (Wirkungsgrad = 1) in Funktion der Austrittsgeschwindigkeit v_a bei verschiedenen Gasen

bestrebt, eine hohe Plasmaleitfähigkeit bei möglichst kleiner Plasmatemperatur zu erreichen. Die Frage der Verwendung von Nichtgleichgewichtsplasmen wird in diesem Zusammenhang intensiv untersucht, zumal sich ausserdem die Kühlprobleme bei Verwendung von «kalten Plasmen» erheblich einfacher regeln lassen.

Die mit Plasmabeschleunigern erzielten Geschwindigkeiten liegen zwischen 50 und 100 km/s, je nach dem verwendeten Arbeitsgas. Damit erweisen sich diese Triebwerke als sehr geeignet für interplanetare Missionen. Leider sind die Wirkungsgrade beim derzeitigen Entwicklungsstand noch ziemlich gering, sie betragen zwischen 5 und 35 %. Das liegt zum Teil daran, dass die Energieübertragung auf das Plasma noch ungenügend ist. Durch intensives Studium des Plasmaverhaltens und der Verlustmechanismen bemüht man sich Fortschritte zu erzielen. Es dürften jedoch noch einige Jahre vergehen, bis man mit den übrigen elektrischen Triebwerken konkurrieren kann.

Wie bei den elektrothermischen Triebwerken ist die zur Plasmaerzeugung benötigte Leistung ebenfalls eine Verlustleistung. Man kann diese Verluste jedoch in erträglichen

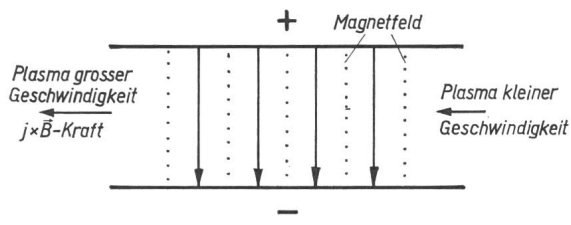


Fig. 13

Grundprinzip des $j \times \vec{B}$ -Beschleunigers

j Stromdichte; \vec{B} magnetische Induktionsflussdichte

Grenzen halten, wenn man das Plasma auf hohe Geschwindigkeiten beschleunigt. Als Beispiel ist der theoretische Leistungsverbrauch eines Plasmatriebwerkes bei Verwendung verschiedener Gase in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit in Fig. 12 dargestellt. (Bei den Berechnungen ist der Schub als konstant vorausgesetzt.) Da man bei kleinen Geschwindigkeiten gemäss Gl. (1) einen hohen Massendurchsatz benötigt, ist in diesem Bereich die zur Plasmabildung aufzubringende Leistung grösser als die Beschleunigungsleistung. Bei grossen Geschwindigkeiten ist es dagegen umgekehrt. Im Gegensatz zu den elektrothermischen Triebwerken nimmt der theoretisch mögliche Wirkungsgrad bei diesen Systemen also mit der Austrittsgeschwindigkeit des Plasmas zu. Dieser Sachverhalt ist eine Folge des grundsätzlich anderen Beschleunigungsmechanismus.

Wie bereits erwähnt, erfolgt die Beschleunigung des Plasmas bei allen MHD-Triebwerken auf Grund der Lorentz-Kräfte. Betrachtet man die Beschleuniger jedoch mehr vom technischen Standpunkt, so wird zweckmässigerweise zwischen zwei Gruppen unterschieden: kontinuierlich und pulsierend arbeitende Beschleuniger, wobei die elektrodenlosen Systeme eine gewisse Sonderstellung unter den pulsierenden Beschleunigern einnehmen (siehe Fig. 7). Charakteristisch für kontinuierliche Triebwerke sind mässige Ströme und Spannungen, während bei den gepulsten Systemen extrem hohe Ströme (bis zu einigen hundert kA) allerdings nur für sehr kurze Zeiten (Bruchteile von ms) wirksam werden.

5.3.1 Kontinuierliche Triebwerke

In Fig. 13 ist das einfache Grundprinzip des kontinuierlich arbeitenden $j \times \vec{B}$ -Beschleunigers [33] dargestellt. Leider haben sich die Erwartungen, die man ursprünglich in diesen Beschleunigertyp setzte, nicht in dem erwünschten Masse erfüllt. Durch die Wechselwirkung zwischen Magnet-

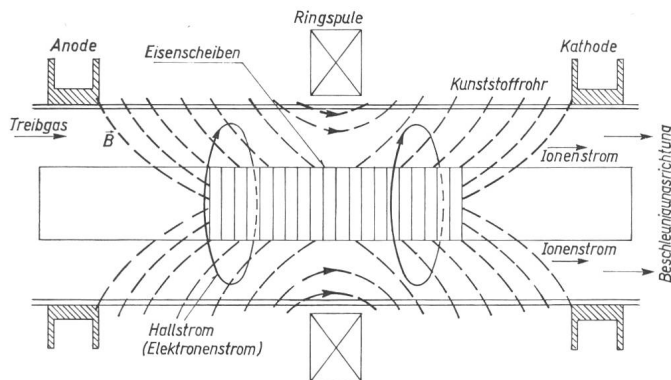


Fig. 14

Hallstrom-Beschleuniger für dünne Plasmen

feld und Plasmaström erzielt man nämlich nicht nur eine reine Beschleunigung in Kanalrichtung, sondern es tritt zusätzlich eine Hallstromkomponente auf, die den Wirkungsgrad des Beschleunigers erheblich reduziert, besonders bei starken Magnetfeldern und dünnen Plasmen. Man kann eine Abhilfe schaffen, wenn man segmentierte oder kurze Elektroden verwendet.

Als Alternativlösung versucht man in den letzten Jahren, die Hallstromkomponente direkt zur Beschleunigung auszunutzen [34; 35; 36]. In diesem Fall ist man natürlich bestrebt, einen möglichst starken Hallstrom zu erzeugen. Bei geeigneter Wahl von Magnetfeldstärke, Plasmadichte und Apparatedimensionen kann man erreichen, dass praktisch nur die Elektronen durch das Magnetfeld beeinflusst werden, während die schweren Ionen unbeeinflusst vom Magnetfeld durch das elektrische Feld beschleunigt werden.

In Fig. 14 ist der prinzipielle Aufbau eines Hallstrom-Beschleunigers skizziert. Das radiale Magnetfeld bewirkt, dass die anfänglich achsiale Bewegung der Elektronen in eine azimutale Bewegung umgewandelt wird (diese azimutale Elektronenbewegung stellt den Hallstrom dar). Damit

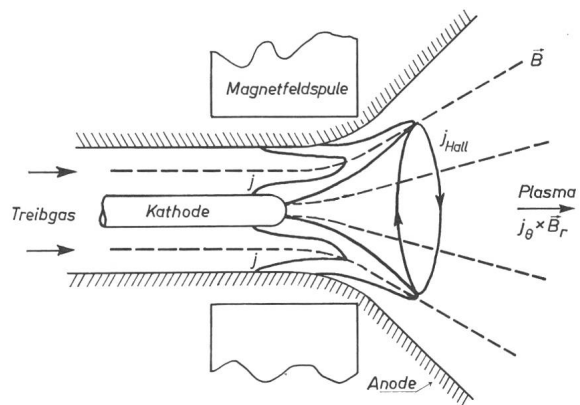


Fig. 15

Lichtbogenbrennkammer mit Nachbeschleunigung durch Hallströme

j Stromdichtevektor; j_{Hall} Hallstrom; j_{θ} Hallstrom; \vec{B}_r Radialkomponente der magnetischen Induktionsflussdichte

erhält man in achsialer Richtung einen fast reinen Ionenstrom der nun einen Rückstoss auf den Beschleuniger ausüben kann.

Die bisherigen Arbeiten an diesem Beschleunigertyp sind sehr erfolgversprechend, auch wenn noch einige Schwierigkeiten auftreten. Vor allem ist es eine unerwünschte Elektronendiffusion [37] quer zum Magnetfeld, die den Wirkungsgrad der Anlagen zur Zeit noch erheblich beeinflusst.

In letzter Zeit sind auch Verfahren entwickelt worden, den in einer Bogenbrennkammer erzeugten Plasmastrahl elektromagnetisch mit Hallströmen nachzubeschleunigen [38]. Diese Triebwerke stellen eine Variante dar zu den im Abschnitt 5.2 erwähnten Beschleunigern mit Eigenmagnetfeld. Fig. 15 stellt das Prinzip eines solchen Hallstrombeschleunigers für dichte Plasmen dar. Der Hallstrom wird durch ein divergentes Magnetfeld erzeugt, das dem Bogen überlagert ist und liefert eine Lorentzkraft in achsialer Richtung, welche den austretenden Plasmastrahl nachbeschleunigt. Mit diesem Beschleunigertyp wurden bisher Austrittsgeschwindigkeiten von 50 km/s bei einem Wirkungsgrad von etwa 33 % erreicht.

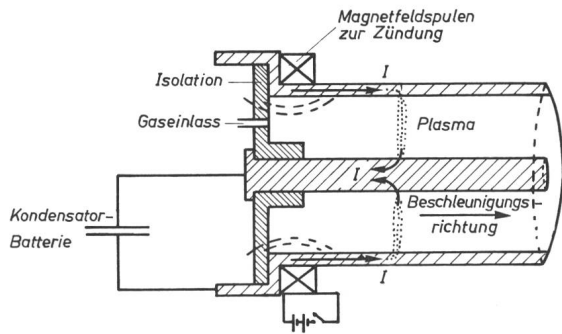


Fig. 16
Koaxial-Beschleuniger
Die Zündung erfolgt über einen Magnetimpuls
 I Stromstärke

5.3.2 Pulsierende Plasmatriebwerke

Die bisher betrachteten Beschleuniger arbeiten kontinuierlich. Als zweite grosse Gruppe stehen ihnen die pulsierend betriebenen Systeme gegenüber. Hier wird das Plasma zumeist mit einer stromstarken Kondensatorentladung erzeugt und beschleunigt.

Zu dieser Gruppe gehören die Koaxialbeschleuniger (Fig. 16) und die Pinchbeschleuniger (Fig. 17). Bei dem ersten Typ fliesst der Strom zwischen zwei koaxial angeordneten Elektroden und bildet eine Plasmaschicht aus, die durch Lorentzkräfte beschleunigt wird und wie ein Kolben das im Beschleuniger noch vorhandene Kaltgas vor sich herschiebt [39; 40; 41].

In ähnlicher Weise arbeitet der Pinchantrieb [42; 43; 44]. Die zwischen den beiden Elektroden erzeugte Stromschicht wird durch das eigene Magnetfeld beschleunigt und treibt eine Stossfront vor sich her. Durch die besondere geometrische Elektrodenanordnung wird die anfangs rein radiale Bewegung der Stossfront in eine achsiale Bewegung umgewandelt, die einen Rückstoss auf das Triebwerk erzeugt.

Bei diesen Beschleunigertypen tritt besonders im Hinblick auf ihre Anwendung als Triebwerk ein schwieriges technologisches Problem auf. Um ein Triebwerk mit brauchbarem Schub zu erhalten, muss der einzelne Entladungsvor-

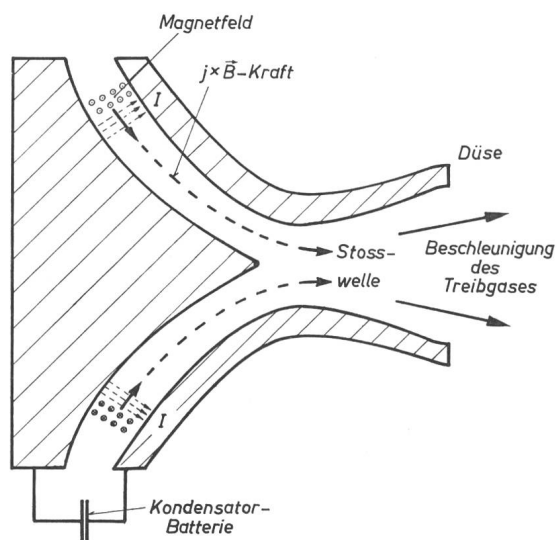


Fig. 17
Vorgänge in einem Pinchbeschleuniger
 I Stromstärke

gang, der zur Beschleunigung eines (oder einiger) Plasmapulse führt, periodisch wiederholt werden und zwar mit einer Pulsfolgefrequenz von 100...1000/s. Es ist eine Frage der Kondensatorentwicklung, ob es gelingt, derartige Hochleistungskondensatoren für diesen Zweck zur Verfügung zu stellen. Die heutigen Impulskondensatoren haben eine Lebensdauer von etwa 50 000 Entladungen. Das würde bedeuten, dass ein solches Triebwerk bei einer Pulsfolgefrequenz von 100 Entladungen in der Sekunde nur etwa 10 min arbeiten würde.

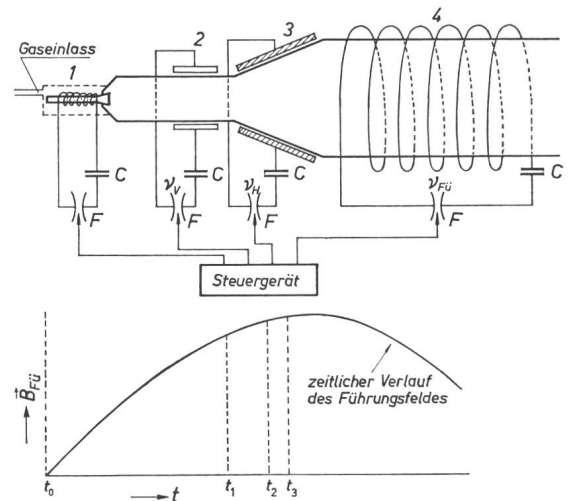


Fig. 18
Schema des elektrodenlosen Beschleunigers mit Zeitdiagramm für die Einschaltvorgänge

1 Schnellschlussventil; 2 Vorionisation; 3 Hauptentladung; 4 magnetisches Führungsfeld; C Kondensatoren; F Funkenstrecken; ν_V Frequenz der Vorionisation; ν_H Frequenz der Hauptentladung; $\nu_{Fü}$ Frequenz des magnetischen Führungsfeldes
Einschaltschema: $B_{Fü}$ Führungsfeld; t Schaltzeit; t_0 Führungsfeld; t_1 Schnellschlussventil; t_2 Vorionisation; t_3 Hauptentladung;
Frequenzbedingung: $\nu_V > \nu_H \gg \nu_{Fü}$

5.3.3 Elektrodenlose Plasmatriebwerke

Schliesslich seien noch die elektrodenlosen Beschleuniger erwähnt. Bei diesem Typ werden die Ströme im Plasma durch Induktion erzeugt. Es kann als Vorteil angesehen werden, dass der Stromübergang in das Plasma nicht über Elektroden erfolgt, da man dadurch Erosionseffekte vermeidet. Ebenso ist von Vorteil, dass man das heisse Plasma bei diesen Beschleunigern magnetisch von den Wänden isolieren kann und damit die Kühlungsprobleme einfacher zu lösen sind.

Fig. 18 zeigt den schematischen Aufbau eines konischen elektrodenlosen Beschleunigers. Das Arbeitsgas wird zunächst durch eine Kondensatorentladung vorionisiert. Danach wird eine zweite Kondensatorbatterie über die konische Beschleunigungsspule entladen. Durch den zeitlich verän-

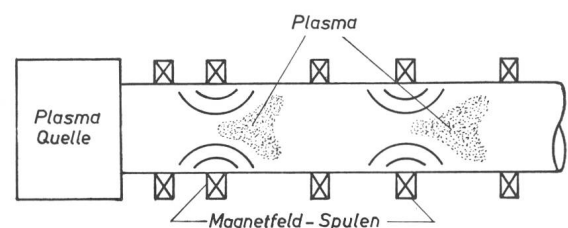


Fig. 19
Wandelfeld-Beschleuniger

derlichen sehr starken Primärstrom werden Sekundärströme im Plasma induziert, die mit dem primären Magnetfeld in Wechselwirkung treten und das Plasma beschleunigen. Infolge der konischen Spulenform treten sowohl achsiale als auch radiale Kräfte auf. Diese tragen natürlich nicht direkt zur Beschleunigung bei, sondern bewirken hauptsächlich eine Kompression und Aufheizung des Plasmas.

Mit diesem System wurden bisher Plasmageschwindigkeiten von etwa 100 km/s erzielt. Allerdings sind die Wirkungsgrade noch ziemlich niedrig (5...10 %) [45]. Zum Teil liegt dies an der relativ kurzzeitigen Beschleunigung [46], die nur für einige Mikrosekunden wirksam ist. Ausserdem setzen die Verluste im Primärkreis den Wirkungsgrad der Anlage erheblich herab [47].

Man versucht nun einen anderen Weg zu gehen und das Plasma mit Hilfe von Wanderwellen [48; 49; 50] zu beschleunigen (Fig. 19). Dieses Verfahren bietet den Vorteil, dass die Beschleunigung über einer längeren Strecke erfolgt. Ausserdem versucht man den Wirkungsgrad dadurch zu erhöhen, dass man die nicht von der Wanderwelle an das Plasma abgegebene Energie durch geeignete Schaltungen wieder an die Energieversorgungsanlage zurückspeist.

Literatur

- [1] E. M. Knoernschild: Die Bedeutung der Plasmaantriebe in der Raumfahrt. Arbeitsgemeinschaft für Forschung des Landes Nordrhein-Westfalen Heft 139, Westdeutscher Verlag Köln/Opladen 1964.
- [2] E. Stuhlinger: Ion Propulsion for Space Flight. McGraw-Hill Series in Missile and Space Technology. New York 1964.
- [3] R. W. Bussard: The Role of Nuclear Energy in Spaceflight. II. AGARD Lecture Series on Nuclear Propulsion, Bruxelles 1964.
- [4] W. Peschka: Über die Energieversorgung von Raumfahrzeugen. Atompraxis 10(1964)1, S. 10...17.
- [5] A. Koestel: Radiator Design Limitations for Dynamic Converters, in: Combustion and Propulsion. Sixth AGARD Colloquium Cannes 16...20 March 1964. Pergamon Press London 1965.
- [6] J. Plotkowiak: Thermodynamique du cycle à deux phases pour applications spatiales, in: Combustion and Propulsion. Sixth AGARD Colloquium Cannes 16...20 March 1964. Pergamon Press London 1965.
- [7] P. Barthelemy, C. Chanvineau et G. Dienlot: Thermodynamique du cycle de Brayton pour applications spatiales, in: Combustion and Propulsion. Sixth AGARD Colloquium Cannes 16...20 March 1964. Pergamon Press London 1965.
- [8] J. L. Mason: Working Gas Selection for the Closed Brayton Cycle, in: Combustion and Propulsion. Sixth AGARD Colloquium Cannes 16...20 March 1964. Pergamon Press London 1965.
- [9] J. M. Houston and H. F. Webster: Thermionic Energy Conversion, in: Advances in Electronics and Electron Physics Vol. 17. Academic Press New York/London 1962, S. 125...206.
- [10] W. Kluge, K. Bauer and W. Bloss: Physical Methods of Investigation applied to Thermionic Converters. Combustion and Propulsion. Sixth AGARD Colloquium Cannes 16...20 March 1964. Pergamon Press London 1965.
- [11] W. B. Nottingham: Thermodynamics of Thermionic Energy Conversion. Combustion and Propulsion. Sixth AGARD Colloquium Cannes 16...20 March 1964. Pergamon Press London 1965.
- [12] H. M. De Groff and R. F. Hoglund: Thermodynamics of MHD Energy Conversion, in: Combustion and Propulsion. Sixth AGARD Colloquium Cannes 16...20 March 1964. Pergamon Press London 1965.
- [13] E. L. Resler and W. R. Sears: The Prospects of Magneto-Aerodynamics. J. Aeronautical Sciences 25(1958)4, S. 235...245 + 258.
- [14] A. de Montard: An MPD-Generator with Series-Connected Electrodes, in: Magnetoplasmadynamic Electric Power Generation. Symposium held at Kings College University of Durham/Newcastle upon Tyne, 6...8th September 1962. IEE London 1963, S. 66...69.
- [15] W. Peschka: Überblick über den Stand der Untersuchungen und Möglichkeiten der Anwendung quasistationärer elektrodienloser MHD-Systeme. Deutsche Raum- und Luftfahrt Forschungsberichte DLR FB 64-14 (1964).
- [16] I. B. Bernstein et al.: An Electrodeless MHD-Generator, in: Engineering Aspects of Magnetohydrodynamics. Columbia University Press New York 1962.
- [17] G. W. Sutton and A. Sherman: Research on Methods of Increasing the Electrical Conductivity in MPD Generators, in: Magnetoplasmadynamic Electric Power Generation. Symposium held at Kings College University of Durham/Newcastle upon Tyne, 6...8th September 1962. IEE London 1963, S. 118...120.
- [18] A. Maitland: A Criterion for Assessing Methods of Producing Non-Equilibrium Ionization, in: Magnetoplasmadynamic Electric Power Generation. Symposium held at Kings College University of Durham/Newcastle upon Tyne, 6...8th September 1962. IEE London 1963, S. 128...129.
- [19] P. Wahle: Nichtthermisches Plasma und elektrische Leitfähigkeit.
- [20] M. E. Talaat: Magnetoplasmadynamic Electrical Power Generation with Non-Equilibrium Ionisation. Advanced Energy Conversion 3(1963)4, S. 595...612.
- [21] G. W. Wilson and D. C. Roberts: Superconducting Magnets for MPD Power Generation. Magnetoplasmadynamic Electric Power Generation. Symposium held at Kings College University of Durham/Newcastle upon Tyne, 6...8th September 1962. IEE London 1963, S. 46...51.
- [22] C. G. Badwin et al.: Experimental Investigation Pertinent to an Ionic Propulsion Concept. General Electric, Gen. Eng. Lab. Rept. 58 G 1355, 1958.
- [23] H. R. Kaufman: An Ion Rocket with an Electron Bombardment Ion Source. NASA TN D-585, Washington, January 1961.
- [24] H. Löb: Ein elektrostatisches Raketentriebwerk mit Hochfrequenzionisationsquelle. Astronautica Acta 8(1962)1, S. 49...62.
- [25] W. Mickelen: Comparative Performance of Electrostatic Rocket Engines. Institute of Aeronautical Science, Paper 62-74, New York 1962.
- [26] C. T. Norgren: On Board Colloidal Particle Generator for electrostatic Engines. American Rocket Society, Paper 2380-62, New York 1962.
- [27] Th. Peters: Erzeugung von Plasmastrahlen hoher Temperaturen und Geschwindigkeiten. Astronautica Acta 7(1961)2/3, S. 150...170.
- [28] J. R. Jack: Theoretical Performance of Propellants Suitable for Electrothermal Jet Engines. NASA TN D-682, Washington, March 1961.
- [29] Th. Peters und K. Ragaller: Erzeugung hoher Plasmageschwindigkeiten durch Heizung und eigenmagnetische Beschleunigung in Lichtbögen. Deutsche Raum- und Luftfahrt Forschungsberichte DLR FB 64-28.
- [30] A. C. Ducati, G. M. Giannini und E. Muehlberger: Experimental Results in High-Specific Impulse Thermo-Ionic Acceleration. AIAA-J. 2(1964)8, S. 1452...1454.
- [31] H. Maeker: Plasmaströmungen in Lichtbögen infolge eigenmagnetischer Kompression. Zeitschrift für Physik 141(1955)1/2, S. 198...216.
- [32] M. L. Yaffee: Three Firms Developing Hybrid Thruster. Aviation Week and Space Technology 80(1964)12, S. 65...69.
- [33] S. T. Demetriades und R. W. Ziemer: Energy Transfer to Plasma by Continuous Lorentz Forces. American Rocket Society, Paper 2002-61, New York 1961.
- [34] G. S. Janes, J. Dotson und T. Wilson: Momentum Transfer through Magnetic Fields, in: Proceedings of Third Symposium on Advanced Propulsion Concepts 2...4 October 1962, Cincinnati/Ohio. Gordon and Breach Science Publishers New York/London 1963, Vol. I, S. 153...176.
- [35] R. G. Meyerand: Momentum Transfer through the electric Fields, in: Proceedings of Third Symposium on Advanced Propulsion Concepts 2...4 October 1962, Cincinnati/Ohio. Gordon and Breach Science Publishers New York/London 1963, Vol. I, S. 177...190.
- [36] H. G. Wichmann: Plasmabeschleunigung mit Hall-Strömen. 3. Lehrgang für Raumfahrttechnik, Aachen 1964.
- [37] S. Yoshikawa und D. J. Rose: Anomalous Diffusion of a Plasma across a Magnetic Field. Physics of Fluids 5(1962)3, S. 334...340.
- [38] W. E. Powers und R. M. Patrick: Magnetic Annular Arc. Physics of Fluids 5(1962)10, S. 1196...1206.
- [39] R. H. Lovberg: Impulsive MHD Devices as Space Engines, in: Proceedings of Third Symposium on Advanced Propulsion Concepts 2...4 October 1962, Cincinnati/Ohio. Gordon and Breach Science Publishers New York/London 1963, Vol. I, S. 95...113.
- [40] L. C. Burkhardt und R. H. Lovberg: Current Sheet in a Coaxial Plasma Gun. Physics of Fluids 5(1962)3, S. 341...347.
- [41] C. J. Michels und P. Ramins: Performance of Coaxial Plasma Gun with Various Propellants. Physics of Fluids 7(1964)11, Part II, S. 871.
- [42] A. E. Kunen und W. McIlroy: The Electromagnetic Pinch Effect for Space Propulsion, in: Dynamics of Conducting Gases. Proceedings of the Third Biennial Gas Dynamics Symposium, Northwestern University Press Evanston/Illinois 1960. S. 178...189.
- [43] J. Granet und W. J. Guman: The Application of the Pinch Process for Space Propulsion. Zeitschrift für Flugwissenschaften 10(1962)3, S. 83...93.
- [44] L. Aronowitz und D. P. Duclos: Characteristics of the Pinch Discharge in a Pulsed Plasma Accelerator. American Rocket Society Electric Propulsion Conference, March 14...16, 1962 Berkeley/California. Reprint 2376-62.
- [45] D. B. Miller: Measurements on an experimental Induction Plasma Accelerator. ARS J. 32(1962)4, S. 549...552.
- [46] H. G. Wichmann: Einige Probleme des elektrodienlosen Plasmaantriebs. Arbeitstagung der Ausschüsse «Elektrische Antriebe» und «Plasmaströmungen» der Wissenschaftlichen Gesellschaft für Luft- und Raumfahrt, Stuttgart Dezember 1963.
- [47] H. G. Wichmann, A. Meert und M. M. Savary: Über den Einfluss der Primärkreis-komponenten auf die Beschleunigung des Plasmas bei elektrodienlosen MHD-Triebwerken. Jahrbuch der WGLR 1964.
- [48] R. E. Jones und R. W. Palmer: Travelling Wave Plasma Engine Program at NASA Lewis Research Center, Third Annual Conference on Engineering Magnetohydrodynamics, University of Rochester, N. Y. 1962.
- [49] H. Tuczék: Beschleunigung von Plasma mit einer elektromagnetischen Wanderwelle. Arbeitstagung der Ausschüsse «Elektrische Antriebe» und «Plasmaströmungen» der Wissenschaftlichen Gesellschaft für Luft- und Raumfahrt, Stuttgart Dezember 1963.
- [50] C. W. Mathews: A Theoretical Study of the Motion of an Idealized Plasma Ring through Various Travelling-Magnetic-Wave Plasma. NASA TND-1636, Washington, May 1963.

Adresse des Autors:

Dr. H. G. Wichmann, Deutsche Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt E. V., Institut für Energieumwandlung und Elektrische Antriebe, Allmandstrasse 124, D-7 Stuttgart-Vaihingen.