
MHD-Beschleuniger zum Studium der Simulation des Wiedereintritts

F. LINDNER, K. R. SCHREITMÜLLER und
H. G. WICHMANN

*Deutsche Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt e.V.
Institut für Energiewandlung und Elektrische Antriebe
Stuttgart-Vaihingen, West Germany*

ZUSAMMENFASSUNG

Der Wiedereintritt eines Raumflugkörpers in die Erdatmosphäre ist mit einer Reihe ungelöster physikalischer und technischer Fragen verbunden. Da geeignete Hyperschallwindkanäle fehlen, sind Untersuchungen auf diesem Gebiet sehr schwierig. In letzter Zeit wurde von verschiedenen Seiten vorgeschlagen, mit MHD-Beschleunigern die zur Re-entry-Simulation notwendigen hohen Gasgeschwindigkeiten zu erzielen.

Ausgehend von den physikalischen Größen der oberen Stratosphäre und den Flugbahnen ballistischer Raumflugkörper werden in der vorliegenden Arbeit die Bedingungen untersucht, die von Re-entry-Simulatoren erfüllt werden müssen. Anschließend wird die Wirkungsweise verschiedener Typen von MHD-Beschleunigern behandelt und ihre Verwendung in Simulationsanlagen diskutiert. Es wird gezeigt, daß der gesamte Re-entry-Vorgang mit MHD-Beschleunigern simuliert werden kann. Die dabei auftretenden technischen Schwierigkeiten sind zwar groß, bei entsprechendem Aufwand jedoch lösbar.

1. EINLEITUNG

Eines der schwierigsten Probleme der modernen Astronautik stellt heute noch das Re-entry-Problem dar. Die technischen Schwierigkeiten beim Wiedereintritt von Satelliten in die Erdatmosphäre beim Abstieg aus Kreisbahnen werden zwar heute schon beherrscht, doch sind noch eine Reihe von detaillierten Untersuchungen hierzu notwendig. Die Probleme jedoch, die bei

der Rückkehr der Satelliten von Mondmissionen oder gar von interplanetaren Missionen auftreten, können bisher nicht als gelöst betrachtet werden.

Der Grund für die heute noch mangelhaften Kenntnisse auf diesem Gebiet ist das Fehlen geeigneter Überschallwindkanäle. Bei konventionellen Windkanälen erreicht man in der Teststrecke Geschwindigkeiten von etwa 2 bis 3 km/sec und die entsprechenden Machzahlen. Höhere Geschwindigkeiten sind durch elektrische Aufheizung des Arbeitsgases in Lichtbogenbrennkammern und anschließender Expansion durch Düsen erreichbar. Diese Anlagen sind jedoch begrenzt durch den Wirkungsgrad der Ohmschen Aufheizung. Außerdem besitzen derartige Windkanäle den Nachteil, daß das strömende Gas einen sehr hohen Ionisationsgrad hat, daß die totale Enthalpie des Strahls in der Teststrecke also weit höher ist als bei den wirklich auftretenden Verhältnissen. Stoßwellenkanäle eignen sich nur begrenzt für Untersuchungen des Wiedereintritts. Bei ihnen ist die Versuchsdauer so kurz, daß sich kein stationäres Gleichgewicht einstellen kann, in dem die thermischen Effekte gemessen werden können.

In letzter Zeit wurde von verschiedenen Stellen vorgeschlagen, MHD-Beschleuniger zur Untersuchung der Wiedereintrittsprobleme einzusetzen. Damit ergibt sich für die MHD-Triebwerksforschung ein völlig neues Anwendungsgebiet. Im folgenden sollen die Bedingungen untersucht werden, unter denen der Einsatz von MHD-Beschleunigern in Hochgeschwindigkeitswindkanälen sinnvoll und zweckmäßig ist. Dabei sollen vor allem die Beschleunigertypen behandelt werden, die bei uns bisher im Hinblick auf einen möglichen Einsatz als Raumtriebwerk untersucht wurden.

NOMENKLATUR

- B* magnetische Induktionsflußdichte
- E* elektrische Feldstärke
- F* Fläche
- I* Strom
- K* Kraft
- Q* Stoßquerschnitt
- R* Radius
- T* Temperatur
- U* Spannung
- d* äquivalente Leitschichtdicke
- e* Elementarladung
- f* Frequenz
- h* Planck'sches Wirkungsquantum
- j* Stromdichte
- k* Boltzmannkonstante bzw. Wellenzahl

m	Masse
n	Teilchendichte
p	Druck
s	Zustandssumme
t	Zeit
z	axiale Koordinate
β	Hall-Parameter
δ	Verlustfaktor
μ_0	magnetische Feldkonstante
ν	Stoßfrequenz
ρ	Dichte
σ	Leitfähigkeit
τ	Stoßzeit
ω	Kreisfrequenz

Indices

a	Neutralteilchen
e	Elektron
g	Gas
i	Ion
p	Plasma
0	Amplitude

2. SIMULATIONSPROBLEME

Tritt ein Körper auf einer ballistischen Bahn in die Erdatmosphäre ein, so wird er durch die Lufthülle abgebremst und erreicht die Erdoberfläche nur mit verhältnismäßig geringer Geschwindigkeit. Die Höhe, in der die größte Bremswirkung auftritt, und die Geschwindigkeit, mit der der Körper schließlich die Erdoberfläche erreicht, hängen ab von der Masse des Körpers, seiner wirksamen Querschnittsfläche, dem Widerstandsbeiwert und schließlich noch vom Eintrittswinkel. In Abbildung 1 ist für verschiedene Satelliten ein Zv -Diagramm angegeben, in dem die Geschwindigkeit des Wiedereintrittskörpers als Funktion der Höhe dargestellt ist⁽¹⁾. Dabei wurden kleine Eintrittswinkel (1 bis 2°) vorausgesetzt. Die Geschwindigkeit wurde auf die Kreisbahngeschwindigkeit in Erdnähe, $v_0 = 7.91$ km/sec normiert.

Der Parameter dieser Kurven ist der Quotient aus dem Gewicht des Flugkörpers und dem Produkt aus dem Widerstandsbeiwert und der wirksamen Querschnittsfläche des Körpers. Der für Re-entry-Probleme interessierende Bereich erstreckt sich von dem Wert 500 N/m^2 (kleiner technischer Satellit) bis zum Wert $50\,000 \text{ N/m}^2$ (schwere Interkontinentalrakete). Für bemannte Raumkapseln gilt z.B. ein Wert von etwa 1500 bis 5000 N/m^2 . Beim derzeitigen Stand der Technik beschränkt man sich jedoch haupt-

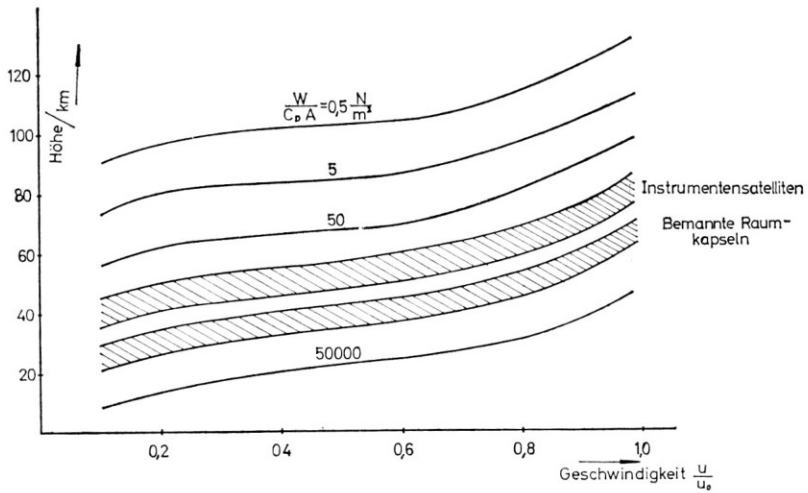


ABB. 1 — Z-v Diagramm für verschiedene Satelliten

sächlich auf Untersuchungen im Bereich zwischen 500 und 5000 N/m^2 .

In der Praxis hat man nicht nur verschiedene Satellitengrößen zu berücksichtigen, sondern auch noch unterschiedliche Anfangsgeschwindigkeiten der Satelliten, je nachdem, ob diese von einer Erdumlaufbahn oder von einer Mondbahn aus in die Erdatmosphäre eintauchen. Das ergibt im ersten Fall Eintrittsgeschwindigkeiten zwischen 7 und 8 km/sec und im zweiten Fall Geschwindigkeiten zwischen 10,5 und 11,2 km/sec. Durch Variation von Satellitengröße und Anfangsgeschwindigkeit ergeben sich verschiedene Wiedereintrittsbahnen, die in ihrer Gesamtheit das in Abbildung 2 dargestellte Gebiet des Flugkorridors überdecken.

Aus der in einer bestimmten Höhe herrschenden Luftdichte und Geschwindigkeit des Flugkörpers läßt sich die für die Simulation notwendige kinetische Leistung in der Teststrecke leicht errechnen. In Abbildung 2 stellen die unterbrochenen Kurven Linien gleicher Leistung dar. Weiterhin wurden in das Diagramm Linien gleichen Durchsatzes eingezeichnet. Man sieht also, daß zum Studium des Wiedereintritts bemannter Raumkapseln spezifische Leistungen erforderlich sind, die zeitweise weit über 100 MW/m^2 liegen. Der spezifische Durchsatz erreicht Spitzenwerte von etwa 40 kg/m^2sec .

Bei der Simulation sollten die physikalischen Bedingungen in der Teststrecke weitgehend mit den entsprechenden Größen in der vorgegebenen Höhe übereinstimmen. Es handelt sich dabei vornehmlich um Gasdichte und Gaszusammensetzung, um Geschwindigkeit und Machzahl und schließlich um die totale Enthalpie.

Im interessierenden Bereich von etwa 30 bis 90 km Höhe ändern sich Gaszusammensetzung, Dissoziationsgrad und Ionisationsgrad nicht. Die

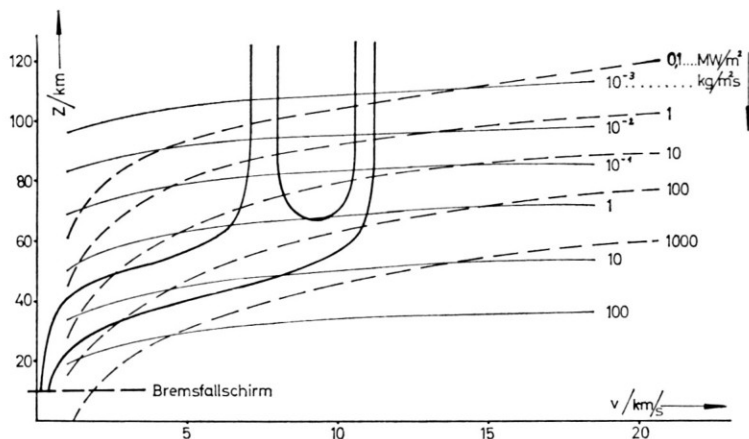


ABB. 2 — Bild des Flugkorridors

Dichte variiert im Bereich $\rho = 1.8 \times 10^{-2}$ bis 3×10^{-6} kg/m³. Die Temperatur liegt zwischen 220°K und 250°K⁽²⁾.

Diese Verhältnisse lassen sich in einem Re-entry-Simulator bei Verwendung von MHD-Beschleunigern nicht exakt reproduzieren. Der größte Unterschied zu den tatsächlich vorhandenen Bedingungen wird vermutlich darin bestehen, daß das Gas zur Beschleunigung im MHD-Kanal eine gewisse Leitfähigkeit benötigt, also schwach ionisiert sein muß, während die Luft der oberen Stratosphäre praktisch nicht ionisiert ist. Allerdings erreicht man schon durch geringe Zusätze der Alkalimetalle Kalium oder Caesium bei relativ niederen Temperaturen ausreichende Leitfähigkeiten. Dadurch wird natürlich das chemische Verhalten des Strahls modifiziert, was unter Umständen zu einer Verfälschung der Resultate führen kann.

Die Erzeugung von Geschwindigkeiten unter 5 km/sec ist mit einem herkömmlichen Plasmabrenner und anschließender Düse leicht möglich. Zur Erzeugung größerer Geschwindigkeiten muß dagegen ein MHD-Beschleuniger benutzt werden. Der Aufbau eines Re-entry-Simulators mit MHD-Beschleunigung würde also wahrscheinlich folgendermaßen aussehen (Abbildung 3): Das in einer Bogenkammer erhitzte Gas wird über einen MHD-Kanal und eine sich daran anschließende Düse auf die Teststrecke expandiert. Bei der Simulation hoher Geschwindigkeiten wird das Gas im MHD-Beschleuniger nachbeschleunigt, um so in der Teststrecke die geforderten Geschwindigkeiten im Bereich von 5 bis 12 km/sec zu erreichen. Im Anschluß an die Meßstrecke, die im allgemeinen als geschlossene Meßstrecke ausgeführt sein wird, folgt ein Diffusor, um das Druckniveau anzuheben und somit mit geringeren Pumpleistungen auszukommen. Auf die damit ver-

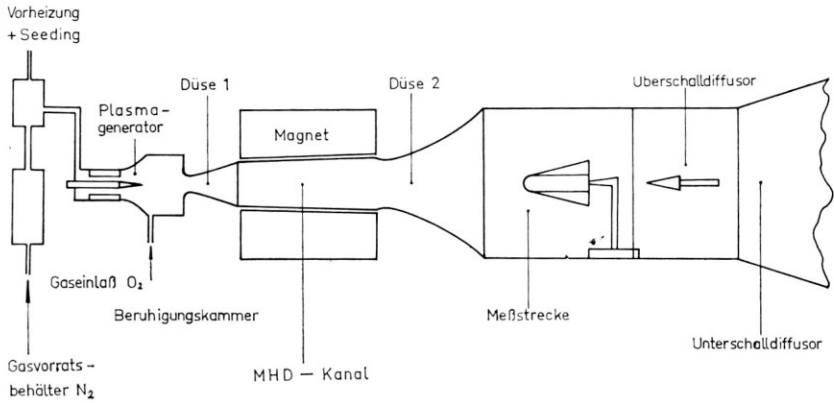


ABB. 3 — Schematischer Aufbau eines Plasmawindkanals mit MHD-Beschleunigung

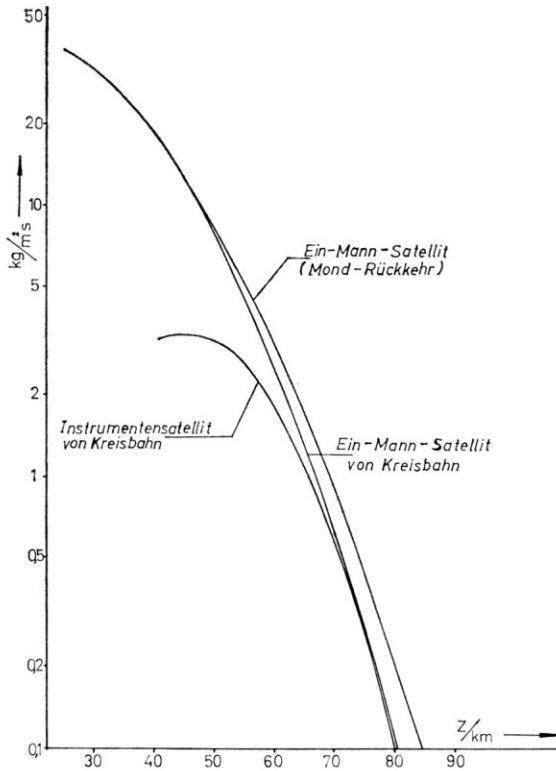


ABB. 4 — Spez. Massendurchsatz \dot{m}/A im Beschleuniger für verschiedene Simulationsprobleme

bundenen, bei sämtlichen Hyperschallwindkanälen auftretenden Probleme soll hier jedoch nicht näher eingegangen werden.

Es muß nun unterschieden werden zwischen Re-entry-Simulatoren mit festem Arbeitspunkt, Simulatoren also, in denen die Verhältnisse in einer bestimmten, vorher festgelegten Höhe dargestellt werden, und Simulatoren mit gleitendem Arbeitspunkt, in denen der gesamte Wiedereintrittsvorgang in einem einzigen Testlauf untersucht wird.

Im ersten Fall ist an die Anlage nur die Forderung zu stellen, daß die Betriebsdauer so groß ist, daß sich am Modell stationäre Zustände einstellen können. Im zweiten Fall dagegen müssen außerdem noch Dichte und Strahlgeschwindigkeit während des Testlaufes innerhalb der Grenzen veränderbar sein, die durch die Wiedereintrittsbahn gegeben sind. Dichte und Strahlgeschwindigkeit bestimmen den notwendigen Massendurchsatz und Leistungsbedarf des Beschleunigers. Der Verlauf dieser beiden Größen ist in den Abbildungen 4 und 5 für drei verschiedene Simulationsprobleme dargestellt. Der große Variationsbereich bereitet natürlich außerordentliche technische Schwierigkeiten bei der Konzeption derartiger Anlagen.

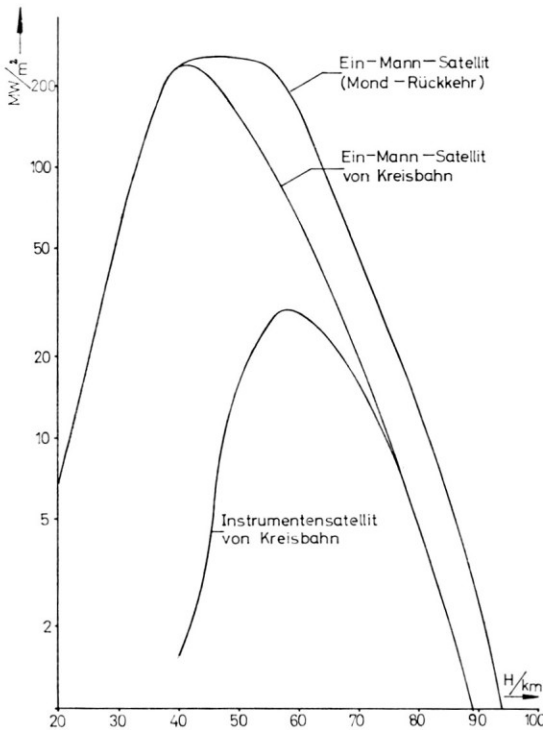


ABB. 5 — Leistungsbedarf in der Teststrecke für verschiedene Simulationsprobleme

3. MHD-TRIEBWERKE

Bei konventionellen Triebwerken wird bekanntlich durch Zufuhr von äußerer Energie, sei es in Form von chemischer oder elektrischer Energie, ein Arbeitsgas aufgeheizt. Das so aufgeheizte Arbeitsgas wird dann über eine Düse entspannt, wobei man einen Gasstrahl mit entsprechender Geschwindigkeit erreichen kann. Bei diesen Systemen bewirken reine Druckkräfte die Beschleunigung des Arbeitsgases. Bei MHD-Triebwerken dagegen erfolgt die Beschleunigung des Arbeitsgases . . . durch die Wechselwirkung eines im Plasma fließenden Stromes mit einem dazu senkrecht stehenden Magnetfeld. Dabei ist es gleichgültig, ob es sich um Ströme zwischen Elektroden, um Hall-Ströme oder um induzierte Ströme handelt. Ebenso ist es im Prinzip gleichgültig, ob ein äußeres Magnetfeld oder ein Magnetfeld, das sich infolge eines Stromflusses im Plasma aufbaut, in Wechselwirkung mit den

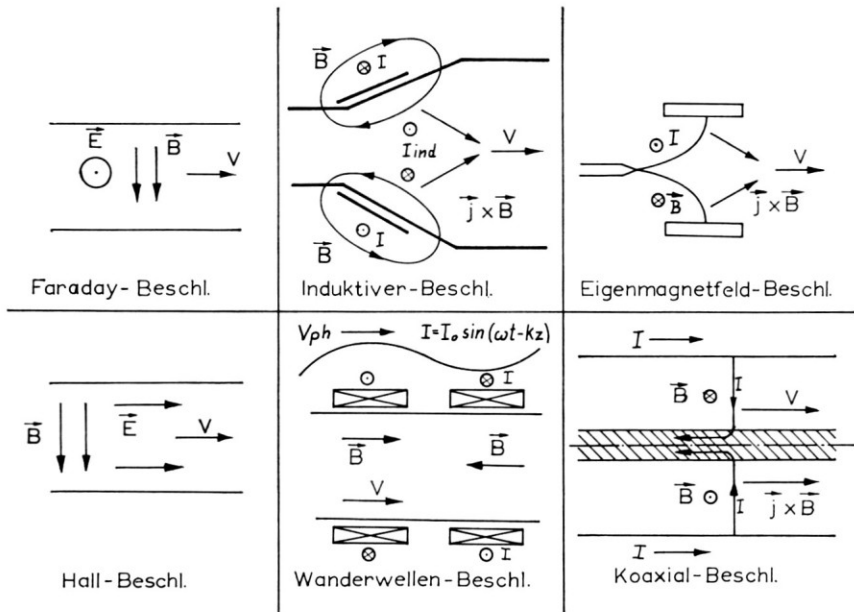


ABB. 6

Strömen tritt. Eine Übersicht über die gebräuchlichsten Beschleuniger zeigt Abbildung 6. Leider lassen sich nicht alle diese Systeme für Zwecke der Re-entry-Simulation verwenden. Die nicht kontinuierlich arbeitenden Triebwerke scheidet für die meisten Simulationsuntersuchungen ohnehin aus, da sich mit ihnen keine stationären Zustände erreichen lassen.

Bei der Wahl des geeigneten Beschleunigungssystems muß noch die folgende Überlegung berücksichtigt werden: Der MHD-Kanal muß einen genügend kleinen Querschnitt haben, damit hinreichend hohe magnetische Feldstärken erzeugt werden können. Die Teststrecke dagegen sollte einen so großen Querschnitt aufweisen, daß eine gewisse Mindeströße des Re-entry-Modells möglich ist, ohne daß es zu Stauungen des Gasstromes an den Wänden der Testkammer kommt. Damit ergibt sich zwischen Beschleuniger und Teststrecke ein bestimmtes Expansionsverhältnis. Die Gasdichte in der Testkammer und das Expansionsverhältnis legen also die Dichte des Arbeitsgases in der Beschleunigungsstrecke von vornherein fest.

4. LEITFÄHIGKEIT DES PLASMAS IM BESCHLEUNIGER

Bei allen MHD-Beschleunigern ist eine ausreichende Leitfähigkeit des Plasmas die Voraussetzung für eine effektive Beschleunigung. Bei schwach ionisierten Plasmen, wo die Dichte der Neutralteilchen größer ist als die Ionen- bzw. Elektronendichte, gilt für die Leitfähigkeit σ nach Spitzer der Ausdruck:

$$\sigma = \frac{3 \cdot 85 \times 10^{-8} \cdot n_e}{\sum (n_a Q_{ea} + n_i Q_{ei})} \cdot \frac{1}{T^{1/2}} \text{ Siemens/m} \quad (1)$$

Vor allem die Elektronendichte n_e beeinflusst also die Leitfähigkeit. n_e kann bei thermischem Gleichgewicht aus der Saha-Gleichung

$$\frac{n_e^2}{n} = \left(\frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} \cdot \frac{s_i s_e}{s_a} \exp\left(-\frac{eU_i}{kT} \right) \quad (2)$$

ermittelt werden.

Bekanntlich muß man, um hohe Elektronendichten zu erreichen, das Arbeitsgas entweder auf entsprechend hohe Temperaturen aufheizen oder aber Gase mit kleiner Ionisationsenergie verwenden. Hohe Arbeitstemperaturen sind bei MHD-Beschleunigern wegen der thermischen Belastung der Kanalwände ohnehin nicht erwünscht. Beim Einsatz der Beschleuniger in Re-entry-Simulationsanlagen kommt noch erschwerend hinzu, daß sich in diesem Falle auch in der Teststrecke zu hohe Temperaturen ergeben würden, was aus strömungstechnischen Gründen vermieden werden muß.

Bei Zusatz von leicht ionisierbaren Stoffen — Dämpfe der Alkalimetalle — lassen sich diese Schwierigkeiten umgehen. Die Verwendung von Caesium liefert z.B. schon bei Temperaturen von 2500 bis 3000°K genügende Leitfähigkeit. Vergleichbare Werte bei Kalium erfordern allerdings eine um etwa 1000°K höhere Temperatur. Bei diesen Temperaturen tritt noch keine nennenswerte Dissoziation des Trägergases auf.

Untersuchungen über den optimalen Prozentsatz der Seedingkomponente müssen jedoch in jedem Falle für jedes spezielle Gas durchgeführt werden. Infolge der großen Stoßquerschnitte der Alkalien — die für die Leitfähigkeit mitbestimmend sind — kann die Leitfähigkeit nämlich bei hohen Seedingraten trotz Erhöhung der Elektronendichte absinken. Gebräuchlich sind Seedingraten zwischen 0.5 und 3%, mit denen man Leitfähigkeiten zwischen 100 und 500 Siemens/m erreicht.

Die bisherigen Überlegungen galten für thermisches Gleichgewicht. Im allgemeinen liegt jedoch kein thermisches Gleichgewicht vor, da die Elektronen bei äußerer Energiezufuhr schneller Energie aufnehmen als die schweren Ionen und sich somit eine höhere Elektronentemperatur einstellen kann. Zur Bestimmung der Elektronendichte muß in diesem Falle die Elektronentemperatur und nicht die niedrigere Gastemperatur in die Saha-Gleichung eingesetzt werden⁽³⁾. Der Unterschied zwischen der Elektronen- und der Gastemperatur wird im wesentlichen durch die Stärke des Feldes, die Gasart und die Stoßfrequenz bestimmt:

$$T_e - T_g = \frac{e^2 E^2 m_g}{3k\delta v^2 m_e^2} \quad (3)$$

Der Faktor δ in Gleichung (3) beschreibt den Einfluß unelastischer Stöße von Elektronen, die zur Anregung von Atomen bzw. Molekülen führen. Die Anregungsenergie wird anschließend als Photon abgestrahlt. Dieser Prozeß führt zu einer Absenkung der Elektronentemperatur.

Bei Edelgasen, bei denen die Anregungspotentiale über dem Ionisationspotential der Seedingkomponente liegen, ist der Einfluß unelastischer Stöße gering. In diesem Falle ist $\delta \approx 1$.

Bei den in Re-entry-Simulatoren verwendeten Molekülgasen erreicht der Faktor δ jedoch viel höhere Werte. Dies ist bedingt durch die im Vergleich zur Ionisationsenergie der Alkalimetalle sehr geringen Anregungsenergien der Rotations- und Schwingungszustände der Moleküle (Größenordnung 0.01 bzw. 0.1 eV). Nach Arbeiten von Burshop⁽⁴⁾ beträgt der Faktor δ für Stickstoff etwa 18. In anderen Arbeiten⁽⁵⁾ wird jedoch ein Wert von 100 angegeben. Der δ -Wert für Luft dürfte auch etwa in diesem Bereich liegen.

Die Verwendung von nicht-thermischen Plasmen wirkt sich bei Re-entry-Simulatoren besonders deshalb vorteilhaft aus, weil in dieser Weise in der Teststrecke Gastemperaturen erreichbar sind, die denen der oberen Atmosphäre weitgehend entsprechen. Wegen des geringen Ionisationsgrades des Gesamtgemisches kann der Einfluß der höheren Elektronentemperatur auf das Meßobjekt vernachlässigt werden.

5. ELEKTRODENLOSE BESCHLEUNIGER

Obwohl elektrodenlose Entladungen schon seit längerer Zeit bekannt sind, ist es doch erst in den letzten Jahren gelungen, derartige Entladungen auch im Hochleistungsbereich zu betreiben. Besonders die Untersuchungen von Babat⁽⁶⁾ über Hochfrequenzentladungen haben wesentlich zu dieser Entwicklung beigetragen.

In letzter Zeit wurde von Hollister⁽⁷⁾ ein Verfahren vorgeschlagen, mittels Hochfrequenz ein Plasma aufzuheizen und dieses Plasma durch eine magnetische Düse zu expandieren, wodurch die in einem Re-entry-Simulator notwendigen Bedingungen erzeugt werden sollen. Dabei ist es durch geeignete Wahl der Parameter (Dimensionen des Entladungsrohres, Frequenz des Generators, Leitfähigkeit des Plasmas) möglich, den Wirkungsgrad der Energieübertragung in das Plasma zu optimieren. Nach dieser Theorie besteht beim Optimum zwischen diesen Größen der Zusammenhang:

$$R\sqrt{(\sigma\mu_0 f)} = 1$$

Da die Eindringtiefe eines elektromagnetischen Feldes in einen Leiter durch

$$d = \sqrt{\left(\frac{1}{\pi f \mu_0 \sigma}\right)}$$

gegeben ist, erkennt man, daß der Wirkungsgrad im wesentlichen durch das Eindringen des Feldes in das Plasma bestimmt wird. Die insgesamt in das Plasma übertragene Leistung — und auf diese kommt es schließlich an — hängt noch von der Frequenz und dem Quadrat der magnetischen Induktionsflußdichte ab.

Auch mit stromstarken Kondensatorentladungen ist eine elektrodenlose Erzeugung und Beschleunigung von Plasmen möglich. Das Verfahren, das ursprünglich entwickelt wurde, um hochionisierte und hochaufgeheizte Plasmen für Untersuchungen auf dem Gebiet der Kernfusion zu erhalten, ist in den letzten Jahren ebenfalls weiter entwickelt worden.

Das Prinzip eines derartigen Beschleunigers ist in Abbildung 7 dargestellt. Die Funktionsweise dieses Systems ähnelt in vieler Hinsicht einer Hochfrequenzentladung vom sogenannten H-Typ, bei der die Entladung durch induzierte elektrische Felder aufrechterhalten wird. Dem Hochfrequenzkreis entspricht hier der Primärkreis, dargestellt durch die Kapazität der Kondensatorbatterie und die Induktivität der Beschleunigungsspule.

Die Ionisation des Gases erfolgt durch Stöße von Elektronen mit neutralen Gasteilchen, wobei die Elektronen ihre Energie aus dem induzierten elektrischen Feld aufnehmen. Das Magnetfeld ist in komplizierter Weise von den

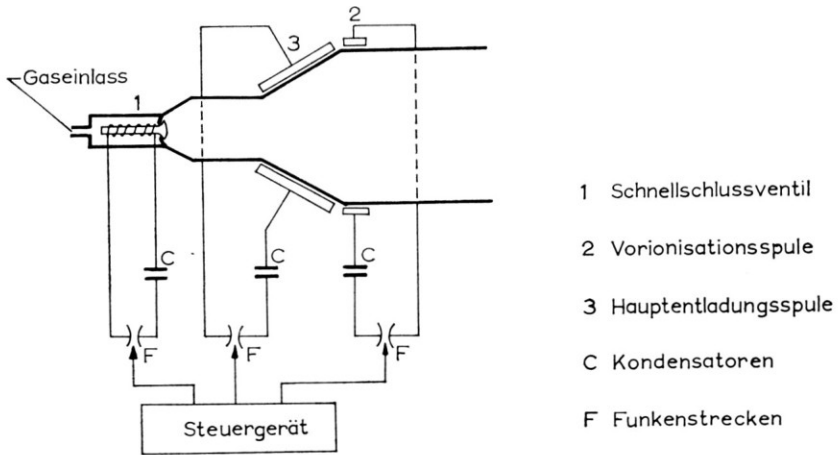


ABB. 7 — Elektrodenlose Erzeugung und Beschleunigung von Plasmen mittels Kondensatorentladungen

Koordinaten der Spule abhängig und weist axiale und radiale Komponenten auf. Genaue Berechnungen des Magnetfeldverlaufes sind in⁽⁸⁾ gegeben und sollen hier nicht weiter diskutiert werden. Die Energieaufnahme der Elektronen bestimmt die Leitfähigkeit des Plasmas und damit den Wirkungsgrad des Beschleunigers. Wegen der komplizierten Magnetfeldkonfiguration ist es schwierig, ähnliche Beziehungen aufzustellen, wie sie von Hollister für den Fall einer von hochfrequentem Strom durchflossenen Zylinderspule angegeben wurden. Man kann aber im mikroskopischen Bild zeigen, daß die Energieaufnahme der Elektronen aus dem Feld ebenfalls durch die Stärke des Magnetfeldes, die Frequenz f des Entladungskreises und durch die Elektronendichte bestimmt wird.⁽⁹⁾ Diese Größen entscheiden also über die Brauchbarkeit des Systems als Beschleuniger.

Im makroskopischen Bild hängt der Wirkungsgrad der Energieübertragung von der Ankopplung des Primärkreises an das Plasma und dessen Leitfähigkeit ab. Abbildung 8⁽¹⁰⁾ zeigt diesen von uns gemessenen Wirkungsgrad als Funktion des Druckes im Entladungsrohr bei Verwendung von Helium als Arbeitsgas. Parameter der Kurven ist die Breite der Beschleunigungsspule. Bei diesen Messungen waren die Verluste im Primärkreis, besonders in den Kondensatoren, noch recht hoch (bis zu 35%). Es ist daher zu vermuten, daß bei Entwicklung geeigneter niederohmiger Elemente, Anwendung der kryogenen Technologie und entsprechendem Seeding vor allem bei Drucken über 6 Torr noch erheblich bessere Wirkungsgrade erzielt werden können.

Die Beschleunigung des Plasmas erfolgt dadurch, daß durch die zeitlich

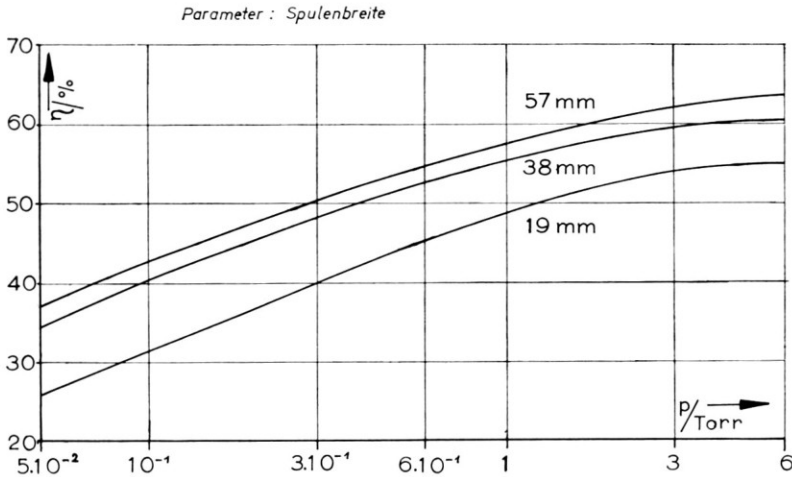


Abb. 8 — Abhängigkeit des Energieübertragungswirkungsgrades vom Druck

und örtlich veränderlichen Magnetfelder Ströme im Plasma induziert werden, die mit dem ursprünglichen Magnetfeld in Wechselwirkung treten. Betrachtet man das Plasma als ringförmiges Gebilde und vernachlässigt radiale Bewegungen, so liegt ein eindimensionales Problem vor. Für die Kraft in z-Richtung erhält man dann aus der Lorentz-Beziehung:

$$K_z = F \cdot I_p \cdot \frac{\partial \bar{B}_z}{\partial z}$$

Das Produkt $F \cdot I_p$ stellt das magnetische Dipolmoment des Plasmarings dar.

Natürlich treten bei Verwendung von konischen Beschleunigungsspulen auch radiale Kräfte auf. Damit erzeugt man gleichzeitig eine magnetische Düse. In Abbildung 9 sind die Verhältnisse bei der Beschleunigung anhand von Bildwandlerkamera-Aufnahmen dargestellt. Die linke Hälfte des Bildes stellt das vereinfachte Schema des Vorgangs dar.

Die mit diesem Beschleuniger erreichten Geschwindigkeiten liegen zwar zumeist oberhalb 10 km/sec. Es wurde bisher jedoch auch mit Gasdrücken unterhalb 6 Torr gearbeitet. Bei Verwendung höherer Gasdichten und gleichzeitigem Seeding dürften entsprechende Geschwindigkeiten zwischen 6 und 10 km/sec ohne weiteres erreichbar sein.

Ein ernstes Problem stellt allerdings der Übergang auf kontinuierlichen Betrieb dar. Bei einer Frequenz von 1000 Entladungen/sec dürfte der erzeugte Plasmastrahl eine für die meisten Simulationsprobleme ausreichende Quasihomogenität besitzen. Technologisch bedeutet dies, daß Impulskondensatoren eingesetzt werden müssen, die derartigen Belastungen gewachsen sind.

Der industrielle Entwicklungsstand läßt zur Zeit jedoch erst Frequenzen von 50 Hz zu.

Diese Probleme lassen sich vermeiden, wenn man mit Wanderwellenbeschleunigern arbeitet. Dabei wird das Plasma entweder durch die Wander-

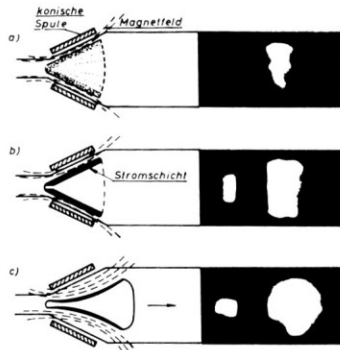


ABB. 9

welle selbst oder durch eine zusätzliche Hochfrequenzladung erzeugt. Um den Wirkungsgrad zu erhöhen, muß die nicht an das Plasma abgegebene Energie der Wanderwelle durch eine entsprechende Schaltung wieder in die Versorgungseinheit zurückgespeist werden⁽¹¹⁾. Das ist zwar grundsätzlich möglich, erfordert jedoch einen beträchtlichen elektronischen Aufwand. Einfacher erscheint uns ein System, bei dem die Beschleunigung des Plasmas nicht durch eine Wanderwelle, sondern durch eine stehende Welle erfolgt. Der örtliche und zeitliche Verlauf des Magnetfeldes wird dann durch

$$B = 2B_0 \sin(\omega t) \cos(kz)$$

beschrieben.

Eine solche Welle kann man sich jedoch ersetzt denken durch Überlagerung zweier entgegengesetzt laufender Wellen mit der Amplitude B_0 :

$$B_{\text{Hin}} = B_0 \sin(\omega t - kz)$$

$$B_{\text{Rück}} = B_0 \sin(\omega t + kz)$$

Tritt ein bewegtes Plasma in Wechselwirkung mit einer solchen stehenden Welle, ist die Kraftwirkung der mitlaufenden Welle auf das Plasma größer als die der gegenlaufenden Welle. Voraussetzung dieses Verfahrens ist natürlich, daß das Plasma bereits eine Geschwindigkeit besitzt. Wäre keine Geschwindigkeit des Plasmas vorhanden, so wären die Kräfte, die von den beiden Wellen herrühren, entgegengesetzt gleich. Die Verhältnisse sind ähnlich wie bei Einphasen-Asynchronmotoren, bei denen der Rotor erst von

außen angeworfen werden muß; dann erst erhöht sich bekanntlich die Drehzahl der Maschine, bis die höchstmögliche Drehzahl erreicht ist. In unserem Falle tritt an die Stelle der Drehzahl die Plasmageschwindigkeit. Bei einer nur in einer Richtung verlaufenden Welle wäre die größte erreichbare Plasmageschwindigkeit die Phasengeschwindigkeit der Welle. Bei einer stehenden Welle dagegen liegen die Verhältnisse insofern komplizierter, als noch die bremsende Wirkung der Gegenwelle berücksichtigt werden muß. Das führt dazu, daß die höchstmögliche Geschwindigkeit kleiner ist als die Phasengeschwindigkeit der Einzelwelle. In Abbildung 10 sind die Verhältnisse sowohl

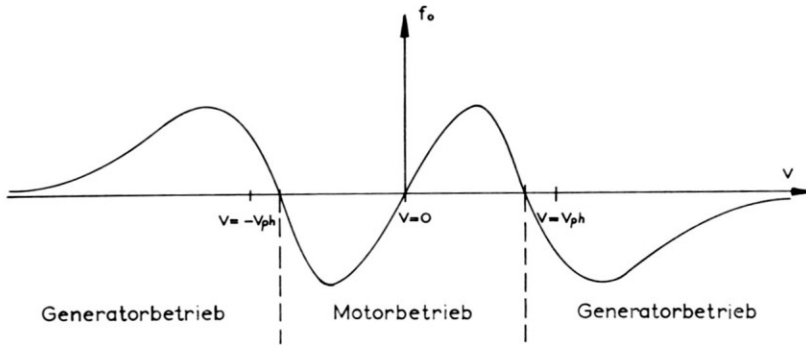


ABB. 10 — Zeitunabhängige Volumenkraft f_0 als Funktion der Geschwindigkeit v bei Wechselwirkung eines mit konstanter Geschwindigkeit v bewegten Plasmas mit einer stehenden magnetischen Welle

für Motor-als auch für Generatorbetrieb dargestellt. Die Maximalgeschwindigkeit ist dadurch bestimmt, daß die von beiden Wellen auf das Plasma ausgeübten Kräfte entgegengesetzt gleich sind. Die bisherigen theoretischen Untersuchungen⁽¹²⁾ mußten zwar auf ein vereinfachtes Modell beschränkt bleiben, zeigen aber, daß bei geeigneter Wahl der Parameter die für Re-entry-Simulatoren geforderten Bedingungen erreichbar sind.

Unsere ersten experimentellen Untersuchungen zu diesem Beschleunigungsverfahren lieferten selbst bei noch relativ geringen Leistungen eine Beschleunigung des Plasmas. Bei Erhöhung der Leistung und Verminderung der Verluste durch kryogen gekühlte Bauelemente lassen sich nach unserer Ansicht aus dieser Konzeption wirkungsvolle Beschleuniger entwickeln.

6. HALL- UND FARADAY-BESCHLEUNIGER

In Hall-Beschleunigern konnten bisher größere Gasdichten erreicht werden als in kontinuierlichen induktiven Systemen^(13,14,15). Die Hall-Beschleuniger sind also zur Simulation niedrigerer Höhen geeignet.

Den Aufbau eines bei uns entwickelten Hall-Beschleunigers zeigt Abbildung 11^(16,17). Zwischen Anode und Kathode liegt ein starkes elektrisches Feld, in radialer Richtung ein Magnetfeld. Druck im Beschleuniger und Stärke des

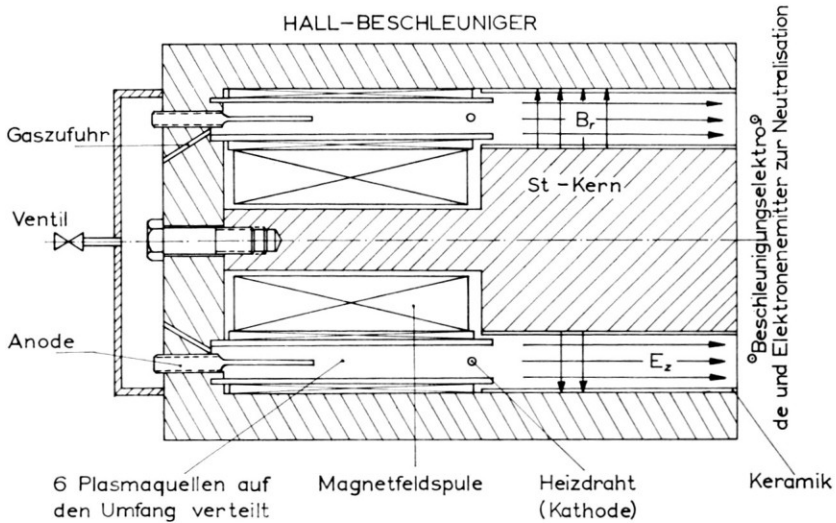


ABB. 11 — Hall-Beschleuniger

Magnetfeldes sind so bemessen, daß die Elektronen zwischen zwei Stößen viele Umläufe auf der Zyklotronbahn durchführen können, während die schweren Ionen vom Magnetfeld kaum beeinflusst werden. Quantitativ werden diese Verhältnisse durch die sogenannten Hall-Parameter erfaßt. Aus den eben genannten Forderungen folgt, daß der Hall-Parameter der Elektronen

$$\beta_e = \frac{eB}{m_e} \tau_e \gg 1$$

ist, während der der Ionen

$$\beta_i = \frac{eB}{m_i} \tau_i \ll 1$$

sein muß. Für das Produkt beider Größen muß außerdem gelten:

$$\beta_e \beta_i > 1$$

Unter idealen Bedingungen driften die Elektronen in azimuthaler Richtung, während ihre Bewegung in Richtung des elektrischen Feldes verschwindet. Die Ionen dagegen, auf die der Einfluß des magnetischen Feldes sehr gering ist, werden durch das elektrische Feld zur Kathode hin beschleunigt. Durch Stöße mit den Neutralteilchen beschleunigen sie das gesamte Gas.

Bei kleinem Ionisationsgrad sind viele impulsübertragende Stöße erforderlich, um das Neutralgas entsprechend zu beschleunigen. Daraus ergibt sich die Notwendigkeit hoher Drucke oder aber langer Beschleunigungskanäle. In quantitativer Hinsicht bedeutet dies, daß die Größe E/p , als das Verhältnis elektrische Feldstärke zu Druck, keine zu großen Werte annehmen darf. Bei hohem E/p wird nämlich einerseits die Driftgeschwindigkeit der Ionen zu hoch, so daß der Ionenslip unzulässig hohe Werte erreicht, andererseits wird ein großer Teil der kinetischen Energie in thermische Energie umgewandelt, und die Temperatur der Ladungsträger steigt stark an.

Bei einem Ionenslip von 500 m/sec und einer Temperatur von 3500°K liegt der Quotient E/p z.B. bei 600 V/mTorr. Dies entspricht bei einem Druck von 50 Torr im Beschleuniger einer Feldstärke von 30 kV/m.

Bei einer Seedingrate von 0.25% benötigt man, um eine Geschwindigkeit des Gasstrahls von 10 km/sec zu erreichen, eine Beschleunigungsspannung von 6 kV. Die minimale Kanallänge beträgt also bei einem Druck von 50 Torr etwa 20 cm. Man wird allerdings, um den Druckbereich variieren zu können, die Kanallänge etwas größer wählen und die Feldstärke entsprechend verringern. Ein brauchbarer Kompromiß, bei dem die Wandverluste noch nicht zu hoch werden, scheint uns bei Kanallängen von etwa 1 m zu liegen.

Wie bereits erwähnt, setzt die Funktionsweise der Hall-Beschleuniger eine bestimmte Größe der Hall-Parameter β_e, β_i voraus. Diese Forderungen ergeben eine gewisse Mindestgröße des Verhältnisses B/p . Normalerweise werden Hall-Beschleuniger bei Drucken unterhalb 1 Torr betrieben, so daß man mit magnetischen Induktionsflußdichten von etwa 0.1 Wb/m² auskommt. Bei den für Simulatoren notwendigen hohen Dichten muß dagegen mit Induktionsflußdichten von mindestens 2 bis 5 Wb/m² gerechnet werden. Zweckmäßigerweise verwendet man zur Erzeugung dieser Magnetfelder kryogen gekühlte Spulen.

Noch höhere Gasdichten als in Hall-Beschleunigern sind in Faraday-Beschleunigern möglich. Abbildung 12 zeigt schematisch den Aufbau eines

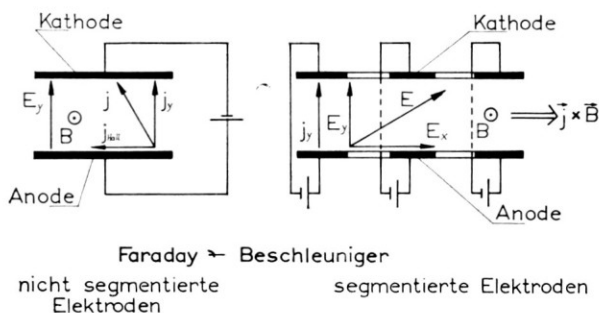


ABB. 1

derartigen Systems. Die zwischen den Elektroden angelegte Spannung ruft im Plasma einen Strom hervor, der mit dem dazu senkrecht stehenden Magnetfeld eine Kraft $\vec{K} = \vec{j} \times \vec{B}$ erzeugt, die in Strömungsrichtung zeigt. Diese Kraft beschleunigt das gesamte Gas.

Bei mikroskopischer Betrachtung driften die Ladungsträger in die Richtung $\vec{E} \times \vec{B}$, d.h. in Strömungsrichtung. Durch Stöße der Ionen werden die Neutralteilchen beschleunigt.

Bei nicht unterteilten Elektroden bildet sich im Plasma keine Raumladung aus; dafür tritt ein Hall-Strom in Kanalrichtung auf, der besonders bei großen Hall-Parametern die Wirksamkeit des Beschleunigers erheblich herabsetzt⁽¹⁸⁾. Durch Segmentierung der Elektroden kann das Auftreten der Hall-Ströme weitgehend verhindert werden. Auf Grund der geringen Verluste erreicht man mit Beschleunigern dieser Art hohe Wirkungsgrade, besonders wenn man die Elektroden noch diagonal versetzt.

Über eingehende, vergleichende Untersuchungen der kontinuierlichen, elektrodenbehafteten Systeme wird in⁽¹⁹⁾ berichtet. Danach sind segmentierte Faraday-Beschleuniger und Hall-Beschleuniger in Leistung und Wirkungsgrad vergleichbar und zum Einsatz in Re-entry-Simulatoren geeignet.

Genauere Studien über die Verwendung von Faraday-Beschleunigern in Simulationsanlagen wurden in letzter Zeit besonders in den USA durchgeführt^(20,21). Auf den ersten Blick mag es scheinen, daß diese Typen besonders wegen des größeren Simulationsbereiches gegenüber Hall-Beschleunigern vorzuziehen sind. Es darf jedoch nicht übersehen werden, daß infolge der hohen axialen Feldstärken bei Faraday-Beschleunigern ernste Elektrodenprobleme auftreten, die besonders bei Hall-Beschleunigern mit koaxialem Aufbau weitgehend vermieden werden können.

7. TECHNISCHE PROBLEME

Schließlich sollen noch einige technische Probleme erörtert werden, die bei derartigen Simulatoren auftreten. Die Schwierigkeiten sind hauptsächlich begründet

1. in der geforderten totalen Enthalpie des Gasstrahls
2. in der chemischen Zusammensetzung des Gases
3. im Mechanismus der Beschleunigung
4. in der Wärmebelastung des Systems.

Punkt 1 und 2 stehen in engem Zusammenhang. Um nämlich eine genügend hohe Leitfähigkeit des Plasmas zu erreichen, muß Seeding angewandt werden. Das geimpfte Gas wird mit einem Plasmabrenner auf etwa 4000°K erhitzt, durchströmt eine Beruhigungskammer und wird dann über eine Düse in den MHD-Kanal entspannt. Die Expansion ist mit einer starken Abküh-

lung des Gases verbunden. Da die Rekombinationsprozesse jedoch viel langsamer ablaufen, bleibt der Ionisationsgrad weitgehend erhalten ('eingefrorenes Gleichgewicht'). Dieser Effekt, der bei Lichtbogentriebwerken wegen der Verminderung des Wirkungsgrades unerwünscht ist, wirkt sich hier vorteilhaft aus, da so bei niedriger Gastemperatur eine genügende Leitfähigkeit erzielt werden kann.

Im Anschluß an die Nachbeschleunigung des Gases im MHD-Kanal findet eine weitere Expansion in die Teststrecke statt. Durch die doppelte Expansion kann das Gas so weit abgekühlt werden, daß die Temperaturen in der Stratosphäre hinreichend genau simuliert werden können. Da die Seedingrate gering ist, trägt die Ionisationsenergie nur etwa 1% zur totalen Enthalpie bei.

Durch die Seedingbeimischungen wird jedoch das chemische Verhalten des Gases verändert. Da die Durchsätze sehr hoch sind, wird man im allgemeinen wohl Kalium als billiges Impfmateriale bevorzugen. Man muß dann allerdings von Fall zu Fall prüfen, ob Kalium auf die Materialien des Modells nicht korrodierend wirkt. Dies könnte bei manchen der in Hitzeschilden verwendeten Kunststoffe, vor allem bei halogenhaltigen wie Teflon, der Fall sein.

Eine mögliche Anordnung für einen Re-entry-Simulator unter Verwendung von Beschleunigern vom Faraday- oder Hall-Typ zeigt Abbildung 13. Die

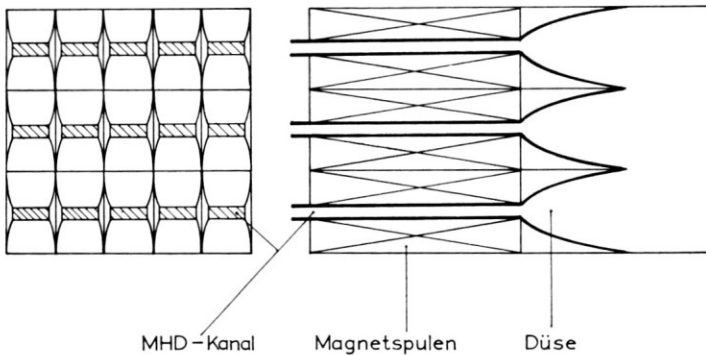


ABB. 13 — Schema eines Mehrkanal-Beschleunigers

Teststrecke hat quadratischen Querschnitt, als Kantenlänge kann etwa 0,7 m angenommen werden. 15 MHD-Kanäle sind an die Teststrecke angeschlossen. Um den Raumbedarf der Magnetfeldspulen möglichst niedrig zu halten, werden diese kryogen gekühlt. Je nachdem, ob nur ein Kanal in Betrieb ist oder ob alle gemeinsam arbeiten, beträgt das Expansionsverhältnis 1:6,8 bis 1:100. Mit einem Maximaldruck von etwa 75 Torr innerhalb des Beschleunigers — hier liegt ungefähr die Grenze der zulässigen thermischen Dauerbelastung der Wände — und Kalium-Seeding bei 3500°K

entspricht dies nach einer 1:6·8-Expansion einer Höhe von etwa 48 km, bei einer 1:100-Expansion einer Höhe von 70 km. Die Minimaltemperatur des expandierten Gases in der Teststrecke beträgt bei nichtthermischen Plasmen und Kalium-Seedung etwa 300°K, bei Caesium-Seedung etwa 200°K. Um größere Höhen als 70 km simulieren zu können, muß der Druck im Beschleunigungskanal abgesenkt werden. Eine Simulationshöhe von 90 km verlangt z.B. eine Druckverminderung um den Faktor 27. Bei diesem Druck nimmt jedoch das Verhältnis E/p sehr hohe Werte an, der Ionenslip steigt an. Bei einer Gesamtlänge des Beschleunigers von 1 m und einer Austrittsgeschwindigkeit des Gasstrahls von 10 km/sec erhält man bei 0·25% Seeding einen Ionenslip von 2700 m/sec. Die Erhöhung der totalen Enthalpie beträgt zwar nur etwa 0·25%, aber die höhere Geschwindigkeit der Ionen könnte doch zu Verfälschungen der Meßergebnisse führen. Zur Simulation noch größerer Höhen muß also entweder die Kanallänge vergrößert oder der Ionisationsgrad erhöht werden. Diese beiden Parameter bestimmen schließlich die maximale Simulationshöhe, die mit derartigen Beschleunigern erreichbar ist. Nach unseren Abschätzungen dürfte die obere Grenze bei etwa 100 bis 120 km Höhe liegen.

Um geringere Höhen als 48 km simulieren zu können, muß der Druck im Beschleunigungskanal erhöht werden. Eine Simulationshöhe von 40 km erfordert bei der angegebenen Anordnung einen Druck von etwa 220 Torr im Beschleunigungskanal. Die thermische Belastung der Wände wird jedoch in diesem Fall besonders bei Dauerversuchen zu hoch, selbst wenn das Plasma innerhalb des MHD-Kanals nicht-thermisch ist.

Werden also Langzeitversuche notwendig, muß auf Caesium-Seedung übergegangen werden. Erhöht man dabei den Anteil der Seeding-Komponente auf 1%, so erhält man schon bei Temperaturen um 2500°K eine genügend hohe Leitfähigkeit. Der Druck im Kanal beträgt dann etwa 150 Torr. Eine Betriebsdauer von einigen Minuten bei diesen Bedingungen liegt schon heute im Bereich der technischen Möglichkeiten.

LITERATUR

- (1) HERMANN, R., 'Hypersonic Flow Problems during re-entry into the atmosphere.' *WGLR-Jahrbuch* 1961.
- (2) US Standard Atmosphere 1962.
- (3) KERREBROCK, L., 'Conduction in Gases with Elevated Electron Temperature.' *II. Symposium on Engineering Aspects of MHD* Columbia University Press, New York, 1962.
- (4) MASSEY, H. S. W., BURSHOP, H. S., *Electronic and Ionic Impact Phenomena*. Oxford University Press, New York, 1952.
- (5) TEMPELMEYER, K. E., WINDMÜLLER, A. K., RITTENHOUSE, L. E., 'Development of a steady-flow jxB -accelerator for wind-tunnel application. AEDC-TDR-64-261.

- (6) BABAT, G. J., 'Electrodeless Discharges and some allied problems.' *J. of the Institution of Electrical Engineers*, pr. III, Vol. 94, No. 27, p. 27-37, 1947.
- (7) HOLLISTER, D. D., 'An electrodeless technique for full scale simulation of the re-entry environment.' *Proc. of the II. Space Congress*, April 1965, Cocoa Beach, Florida.
- (8) MEERT, A., 'Analyse der magnetischen Feldkonfiguration einer Stromschleife.' DLR FB 64-16, 1964.
- (9) WICHMANN, H. G., 'Einige Probleme des elektrodenlosen Plasmaantriebs.' DLR-Mitteilungen 65-06, 1965, S. 44-57.
- (10) WICHMANN, H. G., SAVARY, M. M., MEERT, A., 'Über den Einfluß der Primärkreiskomponenten auf die Beschleunigung des Plasmas bei elektrodenlosen MHD-Triebwerken.' *Jahrbuch WGLR 1964*, S.416-421.
- (11) TUCZEK, H., 'Beschleunigung von Plasmen mit einer elektromagnetischen Wanderwelle.' DLR-Mitteilung n 65-06, 1965, S.32-43.
- (12) MEERT, A., WICHMANN, H. G., 'Beschleunigung und Verzögerung von Plasmen durch magnetische Wellen.' Vortrag (No. 66-107) gehalten au der DGRR/WGLR-Jahrestagung Bad Godesberg, OKT. 1966. (Wird veröffentlicht in: *Jahrbuch WGLR 1966*.)
- (13) CANN, G. L., MARLOTTE, G. L., 'Hall-Current Plasma Accelerator.' *AIAA Journal* Vol. 2, No. 7, 1964, p. 1234-1241.
- (14) GROSSMANN, W., HESS, R. V., 'Experiments with a Co-Axial Hall-Current Plasma Accelerator.' AIAA Fourth Electric Propulsion Conference August 31-September 2, 1964.
- (15) BROWN, C. O., PINSLEY, E. A., 'Further Experimental Investigations of a Cesium Hall-Current Accelerator.' AIAA Fourth Electric Propulsion Conference August 31-September 2, 1964.
- (16) LINDNER, F., WICHMANN, H. G., 'Untersuchungen über die Funktionsweise von Hall-Strom-Beschleunigern.' DGRR-Symposium 'Elektrische Antriebe' 24. Februar 1966.
- (17) SCHREITMÜLLER, K., 'Entwicklung einer Plasmaquelle für Hallbeschleuniger.' DGRR-Symposium 'Elektrische Raumantriebe' 24. Februar 1966.
- (18) DEMETRIADES, S. T., 'Experimental Magnetogasdynamic Engine for Argon, Nitrogen and Air.' ASRL-TM-60-23, 1960.
- (19) POWERS, W. L., DICKS, J. B., SNYDER, W. T., 'A Generalized Graphical Presentation of Magnetohydromatic Accelerator and Generator Performance Characteristics.' AEDC-TR 65-193.
- (20) RING, L. E., 'Optimization of MHD Crossed-Field Accelerators and Generators.' AEDC-TDR-64-278.
- (21) RING, L. E., 'General Considerations of MHD Acceleration for Aerodynamic Testing.' Arnold Engineering Development Center AEDC-TDR-64-256.

