

**Zeitschrift:** Schweizerische Bauzeitung  
**Herausgeber:** Verlags-AG der akademischen technischen Vereine  
**Band:** 79 (1961)  
**Heft:** 46

**Artikel:** Strahlantrieb im interplanetaren Raum  
**Autor:** Ackeret, J.  
**DOI:** <https://doi.org/10.5169/seals-65634>

### **Nutzungsbedingungen**

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. [Siehe Rechtliche Hinweise.](#)

### **Conditions d'utilisation**

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. [Voir Informations légales.](#)

### **Terms of use**

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. [See Legal notice.](#)

**Download PDF:** 15.03.2025

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

Von Prof. Dr. J. Ackeret, ETH, Zürich

Zur Zeit ist ein gewaltiges Wettrennen zwischen Amerika und Russland im Gange. Die Frage ist: welche Mannschaft wird den Mond zuerst erreichen?

Sehen wir ab von den politischen Hintergründen, die zweifellos eine Rolle spielen, so kann eine solche Konkurrenz doch wertvoll sein, insofern, als sie zwingt, Versuche und Studien zu unternehmen, die vom «wirtschaftlichen» Standpunkt aus zunächst als sinnlos erscheinen müssen. Allerdings ist dieses merkantile Kriterium nicht sehr zuverlässig; es wäre eher verwunderlich, wenn die Raumfahrt nicht auch «nützliche» Ergebnisse liefern würde.

Eine wahre Flut von Ideen, Projekten, Versuchen ist ausgebrochen; was bisher nur «science fiction» war, soll jetzt Wirklichkeit werden. Natürlich gibt es auch Pessimisten; ihre Gründe mögen im Augenblick nicht unvernünftig erscheinen. Aber sie gleichen Leuten, die eine Exponentialfunktion mit linearen Tangenten extrapolieren; sie ziehen das noch Unbekannte und Ueberraschende nicht in ihre Rechnung. Es muss doch nachdenklich stimmen, dass ein Rutherford, der Vater der Kernphysik, kurz vor seinem Tode (1937) noch die Ansicht äussern konnte, dass eine technische Verwertung der Kernenergie niemals verwirklicht werden könne. — Zwei Jahre später erfolgte der Durchbruch mit dem bekannten Resultat!

Wenn also in einer neueren Nummer einer Raumfahrt-Zeitschrift Pläne entfaltet werden für «Space-Liners», wenn dort Fritz Zwicky allen Ernstes die Bewohnbarkeit des Mondes diskutiert, so wollen wir uns, trotz mancher Skepsis, hüten, ein Niemals auszusprechen. Vielleicht gibt es dereinst neben der Swissair noch eine Swiss-Space, und man wird Bilette zum Mond beim Hotelplan kaufen.

Fragen wir, was technisch noch geschehen muss, um z. B. eine Retourfahrt zum Mond ausführen zu können, so gibt der Impulssatz eine grundsätzliche Antwort: es ist nötig, dem Raumschiff in angemessenen Raten  $\Delta V$  eine grosse Geschwindigkeit  $V$  zu erteilen.

Die Grundgleichung lautet bekanntlich:

$$\frac{M_e}{M_a} = e^{-V/w}, \text{ oder } \frac{V}{w} = \ln \frac{M_a}{M_e} = \ln \frac{1}{\eta}$$

wo  $M_a$  die Anfangs(Start-)masse,  $M_e$  die bei der Rückkehr übrigbleibende Masse,  $w$  die Auspuffgeschwindigkeit der Treibmasse (Gas) relativ zum Raumschiff und  $\eta = M_e/M_a$  ist.

Ueberschlägig gerechnet ist die Sachlage etwa die folgende: Zunächst muss die Erdschwere teilweise überwunden werden. Das benötigt ein  $\Delta V_1 \approx 10\,000$  m/s. Eine Landung auf dem Mond kann nur durch Bremsung mit Raketenkraft erfolgen, da keine Atmosphäre vorhanden ist. Dafür braucht man ein  $\Delta V_2 = 2600$  m/s. Ebenso gross ist  $\Delta V_3$  beim Start zum Rückflug. Das Schiff fällt dann gegen die Erde und wird durch Luftreibung gebremst, wobei Raketen nur zur Einleitung des Bremsvorganges und zu Korrekturen gebraucht werden. Zusammen ergibt sich  $V = 15\,200$  m/s, was wegen Korrekturen und «Unvorhergesehenem» auf 16 000 m/s aufgerundet werden möge. Es ist dann

$$\frac{M_a}{M_e} = e^{16000/w}$$

woraus sich die Zahlen der Tabelle 1 ergeben.

Die besten chemischen Raketen geben (ausserhalb der dichten Atmosphäre)  $w = 4000$  m/s (Wasserstoff-Sauerstoff-Flamme), bei nuklearer Erhitzung scheint  $w = 8000$  m/s erreichbar. Noch später zu besprechende Verfahren liefern die höheren  $w$ -Werte. Darnach wären die erforderlichen Massenverhältnisse keineswegs unvernünftig hoch, und man ver-

Tabelle 1. Massenverhältnis in Abhängigkeit der Auspuffgeschwindigkeit

| Fall      | I    | II   | III    | IV         |
|-----------|------|------|--------|------------|
| $w$       | 4000 | 8000 | 16 000 | 64 000 m/s |
| $M_a/M_e$ | 54,6 | 7,39 | 2,72   | 1,284      |

steht, dass heute schon sehr ernsthaft am bemannten Mondflug gearbeitet wird (in USA: Projekt Apollo).

In Wirklichkeit ist die Sache etwas ungünstiger. Beim Start wird  $w = 4000$  noch nicht erreicht. Vor allem aber muss zunächst viel totes Material mitbeschleunigt werden (Pumpen, Behälter, Düsen der ersten Stufen), das nur in Stufen abgeworfen werden kann. Um dies etwas besser zu überblicken, wollen wir uns ein Modell denken, bei dem so viele Stufen vorgesehen sind, dass wir näherungsweise kontinuierlich rechnen können, was die Formeln sehr vereinfacht, Bild 1.

Es seien:  
 $m_n$  die Nutzlast, d. h. die zur Erde zurückkehrende Masse  
 $m_0$  die Masse der Behälter, der allgemeinen Struktur, der Motoren usw. beim Start  
 $m_b$  die Masse des homogen gedachten Treibstoffes beim Start

Es ist also:  $m_n + m_0 + m_b = M_a$

$$m_n = M_e$$

Schreiben wir noch zur Abkürzung

$$\frac{m_n}{M_a} = \eta, \quad \frac{m_0}{M_a} = \lambda, \quad \frac{m_b}{M_a} = \beta$$

so ist also

$$\eta + \lambda + \beta = 1$$

$m_0$  und  $m_b$  werden nun über  $L$  gleichmässig verteilt; beim Abbrand ist also zu denken, dass mit dem weggehenden Treibstoff auch ein proportionales Quantum von  $m_0$  laufend abgeworfen wird.

Es sei ferner  $\frac{m_0}{L} = \mu_0, \quad \frac{m_b}{L} = \mu_b$

so ist für den augenblicklichen Zustand ( $0 < y < L$ ) die Gesamtmasse

$$m = m_n + (\mu_0 + \mu_b) y$$

Die Raketengleichung lautet dann

$$-w \frac{dm_b}{dt} = -w \mu_b \frac{dy}{dt} = m \frac{dV}{dt}$$

integriert:

$$\frac{V}{w} = \frac{\beta}{\lambda + \beta} \ln \frac{1}{\eta} = \frac{1 - (\lambda + \eta)}{1 - \eta} \ln \frac{1}{\eta}$$

Gegenüber der früheren Formel ist also ein abschwächender Faktor aufgetreten.

Beispielsweise würde für  $\lambda = 0,1$  und  $V/w = 4, \eta = 1,2\%$ . Bei  $M_a = 600$  Tonnen wäre die Nutzlast also 7,2 Tonnen.

Könnte man  $w$  verdoppeln ( $V/w = 2$ ), so stiege  $\eta$  schon auf rund 10% und die Nutzlast auf 60 Tonnen, womit sich die enorme Bedeutung hoher Auspuffgeschwindigkeiten auch hier zeigt.

Ein dergestalt kontinuierlicher Betrieb ist freilich immer noch eine etwas zu günstige Annahme, da man den Abwurf der toten Massen in Wirklichkeit nur in groben Stufen vornimmt. Aber auch so zeigt sich, dass mit allerdings grossem Aufwand ein Mondflug dreier Personen mit Aufenthalt dort für einige Tage mit heutigen Mitteln ausführbar sein dürfte. Natürlich würde sich das Problem stark vereinfachen, wenn die schon alte Idee von Satelliten-Tankstationen verwirklicht würde. Der Gesamtaufwand wäre zwar kaum kleiner, aber die Startmassen könnten erheblich verringert werden; für die später zu erwähnenden sogenannten Ionenschiffe ist eine Satellitenstation Vorbedingung.

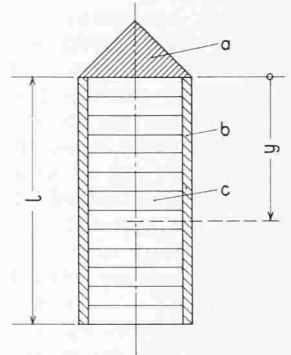


Bild 1. Modell-Schema einer vielstufigen Rakete; a Nutzlast, b tote Masse, c Treibmasse

Soweit die gewöhnliche Verbrennungschemie in Frage kommt, dürfte  $w = 4000$  eine Grenze darstellen. Noch zu den chemischen Antrieben wären die etwas utopischen sog. *Radikalraketen* zu rechnen. Es gibt schon eine Reihe interessanter Ideen, wie man zum Beispiel das einatomige Wasserstoff-Radikal *stabil* lagern könnte [1]; doch ist vorderhand noch keinerlei experimentelle Bestätigung vorhanden. Sollte dies möglich werden, so würde die Raumfahrt einen grossen Impuls erhalten ( $w = 16\,000$  m/s), und das nähere Planetensystem wäre mit interessanten Nutzlasten erreichbar (Tab. 1, Fall III).

Bei der Suche nach Einrichtungen mit hohen Strahlgeschwindigkeiten richtet sich der Blick naturgemäss vor allem auf die Verwendung der neuen grossen Energiequelle der *Kernenergie*. Fusion mag einmal kommen; heute ist nur die *Kernspaltung* wirklich greifbar.

Die Anordnung, die gegenwärtig ausprobiert wird, ist die einfache Erhitzung von Wasserstoff beim Durchlauf durch einen Reaktor. Gegenüber den Kraftwerksreaktoren sind einige günstige Momente vorhanden: die Betriebsdauer ist kurz (10 bis 20 Minuten), die Vergiftung durch Spaltprodukte somit klein. Man kann erhebliche Druckabfälle des Kühlmittels (20 bis 30 at) zulassen und damit enorme Kühlleistungen in kleinem Raume erzwingen. Auch ist ein Ausströmen von radioaktiven Produkten weniger gefährlich, falls nur der Start in der untersten Atmosphäre mit chemischen Raketen bewirkt wird. Im leeren Raum zerstreuen sich die aktiven Atome des Strahls sogleich in weite Fernen. Da keine Rückstreuung der Strahlung im Vakuum erfolgt, beschränkt sich der Strahlenschutz auf eine rein geometrische Schatten-Abschirmung. Dagegen muss natürlich auf möglichst kleine Masse der Anlage gesehen werden, auch sollte sie gut regulierbar sein.

Die Strömung erfolgt gegen ein ideales Vakuum. Nach der üblichen isentropischen Formel ist die maximal erreichbare Geschwindigkeit gegeben durch

$$w_{max} = \sqrt{2 h_K}$$

wo  $h_K$  die Enthalpie des Gases beim Verlassen des Reaktorkerns ist. Für Temperaturen und Drücke, bei denen noch keine wesentliche Dissoziation erfolgt ( $T_K < 2000^\circ$  K), kann man mit einer mittleren spezifischen Wärme  $\bar{c}_p$  auch schreiben

$$w_{max} = \sqrt{2 \bar{c}_p T_K}$$

Der Kammerdruck  $p_K$  spielt (von Dissoziation abgesehen) nur insofern eine Rolle, als für einen gewünschten Schub bei niedrigerem  $p_K$  grössere Düsenabmessungen erforderlich sind. Demgegenüber ist kleiner Druck günstig, weil sich der Wärmeübergang an die Kammer- und Düsenwände verringert. Damit können hohe Temperaturen in der Laval-Düse ohne umfangreiche Kühlung angewendet werden; in den Endpartien dürfte die einfache Abstrahlung nach aussen genügen.

Welche Temperaturen lassen sich nun in einem Reaktor dem Gas mitteilen? Das ist offenbar die entscheidende Frage. — Wollte man bei den Temperaturen der Kraftwerksreaktoren bleiben, die unterhalb  $800^\circ$  K liegen, so wäre wenig gewonnen. Man denkt aber an  $1500$  bis  $2200^\circ$  K; nach den bisher ausgeführten Experimenten scheinen diese hohen Werte nicht ausgeschlossen. Dann wären Strahlgeschwindigkeiten gegen  $8000$  m/s erreichbar. Jedenfalls werden heute Versuche auf dieser Basis sehr energisch betrieben. Mancherlei Abarten werden in kühnen Vorschlägen erwähnt, wie etwa die Anwendung des aktiven Spaltmaterials in Staubform im rotierenden Gasstrom, wobei natürlich ein ausserordentlich grosser Wärmeübergang vorhanden wäre. Die vollständige Separation von Wasserstoff und dem (günstigerweise spezifisch sehr schweren) Uranstaub dürfte freilich noch schwierige Probleme aufwerfen. Mit einiger Zuversicht kann man erwarten, dass so oder so in absehbarer Zeit die in Tabelle 1 unter II angegebenen Werte verwirklicht werden. Dann wird der Mondflug auch mit verhältnismässig grossen Nutzlasten antriebsmässig kein Problem mehr sein.

Aber man will ja weiter: zum Mars, zur Venus, zu den Asteroiden; diese würden günstige Landemöglichkeiten bieten, da ihre Schwerkraft gering ist. Da wird es nötig,  $w$  nochmals zu vergrössern, wenn man nicht einen exorbitanten Massen- und Treibstoff-Aufwand in Kauf nehmen will. Deshalb werden jetzt schon grosse Anstrengungen in dieser Richtung gemacht. — Da ist ein Gedanke naheliegend, der aber leider in seiner einfachsten Form undurchführbar ist: die *isotherme* (statt der isentropen) Expansion [2], [3]. Die *reibungs freie* isotherme Ausdehnung gibt nämlich nach dem Impulssatz

$$\frac{w_2^2}{2} = - \int_1^2 \frac{dp}{\rho} = R T_g \ln \frac{p_1}{p_2}$$

zwischen den Drücken  $p_1$  (Kammer) und  $p_2$  (Aussendruck) bei der konstant gehaltenen Temperatur  $T_g$  ( $w_{Kammer} = 0$  gesetzt). Da aber  $p_2$  nahezu 0 ist, würde  $w_2$  sehr gross werden. Die Reibung macht aber alles zunichte, weniger wegen der direkten Verzögerung durch Schubspannungen an den Wänden, als vielmehr wegen der Erhitzung in den Grenzschichten, die bei wachsender Geschwindigkeit so gross wird, dass von den Wänden keine weitere Wärme an das Gas abgegeben werden kann [4]. Die Geschwindigkeit bleibt bei einem Maximum stehen, das ziemlich genau gleich gross ist wie bei der gewöhnlichen isentropen Expansion, die natürlich viel weniger räumlichen Aufwand erfordert.

Man kann eine Annäherung an die isotherme Expansion erreichen, die vor allem dann interessant wäre, wenn die Reaktoren etwa aus Sicherheitsgründen mit relativ niedrigen Temperaturen arbeiten müssten. (Eine Panne im Weltraum müsste ja verhängnisvolle Folgen haben.) Bild 2 zeigt einen diesbezüglichen Vorschlag.

Der flüssige Wasserstoff wird durch eine Pumpe auf hohen Druck gebracht und dann verdampft. Das Gas tritt durch einen ersten Reaktor (oder Reaktorteil) und wird auf eine Temperatur erwärmt, die von einer Gasturbine noch aufgenommen werden kann. Expandierend gibt es mechanische Leistung ab, der Druck fällt dabei und das Gas kühlt sich ab. Es wird dann zum zweiten Mal erhitzt und gibt unter neuem Druckabfall nochmals Leistung ab. Schliesslich gelangt der Wasserstoff, nachdem er ein drittes Mal erhitzt worden ist, in den eigentlichen Antriebsmechanismus, wo ihm die von den Turbinen abgegebene Arbeit zugefügt wird. Das könnte etwa mechanisch geschehen (falls die Endtemperatur nicht zu hoch ist), oder dadurch, dass man die Turbinenarbeit zunächst in einem elektrischen Generator umsetzt und z. B. mit einem Lichtbogen die elektrische Energie in Wärme umwandelt. Man sieht, dass bei grosser Stufenzahl der Reaktor-Erwärmung tatsächlich eine Annäherung an die Isotherme erfolgt und relativ hohe Austrittsgeschwindigkeiten erzielt werden können. Das alles ist natürlich nur möglich, weil der Gegendruck effektiv Null ist. Ferner müssen die Temperaturen in den Turbinen höher angenommen werden als sonst üblich. Das scheint nicht ausgeschlossen, wenn man bedenkt, dass die Schaufelkühlung heute noch längst nicht voll ausgenutzt ist und Verschmutzungen mit Krustenbildung usw. hier ja wegfallen.

Eine hübsche Abwandlung des Gedankens der Turbinenrakete stammt von *E. L. Resler* und *N. Rott* [6]. Sie muss das Herz eines jeden Thermodynamikers erfreuen — stellt sie doch das «non plus ultra» eines Carnot-Prozesses dar, Bild 3. Hier wird ein geschlossener Gasturbinenprozess mit Heliumgas als Arbeitsmittel eingeschaltet, wobei ein Reaktor die obere Grenztemperatur  $T_1$ , ein Verdampfer, der mit flüssigem Wasserstoff gekühlt ist, aber die untere Grenztemperatur  $T_2$  liefert. Die gewonnene mechanische Arbeit kann wiederum mechanisch oder elektrisch dem Gas vor der Expansion in der Laval-Düse zugeführt werden. Da das Temperaturverhältnis  $T_1/T_2$  gegen 50 ist, wäre mindestens theoretisch eine fast völlige Umsetzung der Wärme in Arbeit zu erwarten.

In neuester Zeit haben sich die Hoffnungen auf die Möglichkeit sehr leichter elektrischer Maschinen über-

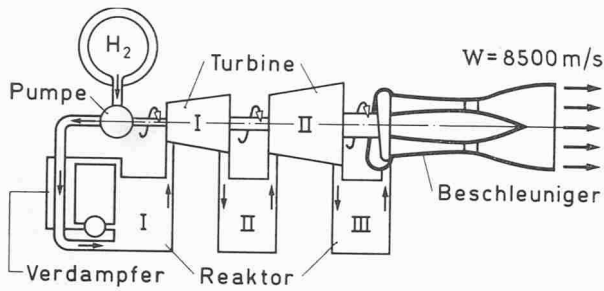


Bild 2. Schema eines nuklearen Raketenantriebes mit Verwendung von rotierenden Maschinen. Die quasi-isotherm gewonnene Leistung wird entweder mechanisch oder elektrisch dem Gas vor Eintritt in die Laval-Düse zugeführt

raschend gehoben, seit man imstande ist, *supra-leitende* Materialien herzustellen (Niob-Zinn-Legierungen) [7], die sehr starke Magnetfelder (150 000 Gauss) ertragen, ohne dass die Supraleitung aufhört. Vor unserem Blick tun sich da Bilder auf von eisenfreien Dynamos ohne Ohmschen Abfall, und, da sie schwerelos und im Vakuum arbeiten, praktisch ohne mechanische Verluste sind. Sogar die Aufrechterhaltung der notwendigen tiefen Temperaturen wäre verhältnismässig leicht, da keine Stromwärme abgeführt werden muss und obendrein flüssiger Wasserstoff in Fülle zur Verfügung steht. Man darf mit Spannung der weiteren Entwicklung dieser auch für die übrige Elektrotechnik interessanten Arbeiten entgegen sehen. Die hohen Felder stellen allerdings auch neue Probleme. Ist doch der mechanische Zug bzw. Druck in einem Feld von 150 000 Gauss nicht weniger als 900 Atmosphären.

Die bisherigen Ueberlegungen bezogen sich auf Anordnungen, bei denen die Reaktorwärme fast vollständig an das Treibgas abgegeben wird. Man kann also nicht mehr Energie ins Spiel treten lassen, als dieses Treibgas aufnehmen kann. Im nuklearen Masstab ist das aber auch bei Wasserstoff-Strahlen relativ wenig. Hundert Gramm  $U^{235}$  liefern wärme-mässig  $2,5 \cdot 10^6$  kWh oder  $9 \cdot 10^{19}$  Erg. Bei einem Ausnutzungsgrad der Beschleunigungsdüse von z. B. 50 % könnten damit rund 140 Tonnen Wasserstoff auf 8000 m/s gebracht werden. Ein Reaktor, insbesondere der hier in Frage kommende sogenannte schnelle Reaktor, erfordert aber eine sehr viel grössere Ladung an spaltbarem Material, damit er überhaupt läuft. Dieses wird also nur zum kleinsten Teil ausgenutzt und die Reise muss wegen Mangel an Treibgas, nicht mangels Energie, vorzeitig abgebrochen werden.

Ein Ausweg findet sich, falls man der Ausströmmasse einen viel höheren Impuls geben kann als dem Wasserstoff, beispielsweise etwa  $w = 64\,000$  m/s (Fall IV, Tab. 1) an Stelle der 8000 m/s im Fall II.

Für einen gegebenen Totalimpuls wird der Verbrauch an Masse in diesem Fall achtmal kleiner; der energetische Aufwand ist allerdings achtmal grösser. Da wir aber Ueberfluss an Energie haben, ergibt sich insgesamt ein grosser Gewinn. Es ist für die Raumfahrt charakteristisch, dass die optimale Lösung nicht immer diejenige zu sein braucht, die den besten «Wirkungsgrad» aufweist. Der Weg zu so grossen Geschwindigkeiten führt wiederum über die Elektrizität. Wir können einzelne Partikel, falls sie ionisiert sind, mit elektrostatischen Feldern relativ einfach auf diese und noch viel höhere Geschwindigkeiten bringen [8]. Die Beschleunigung muss natürlich im Vakuum erfolgen; dieses ist aber im Raume von vorneherein vorhanden. Zu weit darf man mit den Geschwindigkeiten freilich nicht gehen, weil dann die energetischen Verhältnisse sehr ungünstig werden; der «Wirkungsgrad» kommt schliesslich doch zu seinem Recht. Man sieht rasch ein, dass man für diese Atomstrahlen möglichst *schwere* Ionen verwenden sollte. In der Tat ist ja der

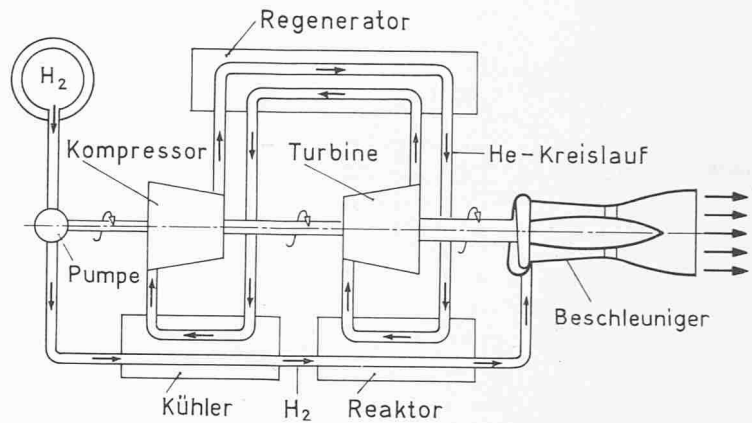


Bild 3. Schema des Vorschlages von Resler und Rott. Der flüssige Wasserstoff wird als Kühlmittel für einen geschlossenen Helium-Kreislauf verwendet. Die mechanische Leistung wird wiederum dem Gase mechanisch oder elektrisch zugeführt

Impuls eines solchen Teilchens von der Masse  $m$

$$j = m \cdot w;$$

die kinetische Energie

$$\varepsilon = \frac{m}{2} w^2 = \frac{j^2}{2m}.$$

Das heisst aber, dass für einen bestimmten Impuls umso weniger Energie verbraucht wird, je grösser die Teilchenmasse ist. Es zeigt sich, dass einerseits aus diesem Grunde, andererseits wegen seiner leichten Ionisierbarkeit das Cäsium ( $Cs^{133}$ ) ein besonders günstiger Stoff ist. Mit Elektronen allein würde der Energie-Aufwand undiskutabel hoch. So einfach dies alles scheint, so bietet doch der Ionenantrieb eigentümliche Schwierigkeiten. Zunächst ist der erzeugbare Schub ausserordentlich klein. Um ein Mol Cäsium (133 g) je Sekunde einfach zu jonisieren, ist ein Strom von gegen 100 000 A erforderlich; der Schub wäre bei  $w = 64\,000$  m/s nur 850 kg (Kraft). Die benötigte Gleichspannung ist rund 2700 Volt, womit sich eine elektrisch zuzuführende Leistung von 270 000 kW errechnet. Das ist nun doch zu viel, und so beschränkt man sich auf Schübe, die man bezeichnenderweise in Unzen (1 Unze = 28,3 g-Kraft) misst. Trotz diesen geradezu lächerlichen Kräften sind die Vorschläge keineswegs unvernünftig. Selbstverständlich kann ein solches Ionenschiff niemals von der Erde aus starten; das soll vielmehr von einer Satellitenstation aus geschehen. Mit fast unmerklicher Beschleunigung  $1/10\,000$  g wird in hunderten von Umläufen deren Radius erweitert und nach beispielsweise 100 Tagen die Fluchtgeschwindigkeit erreicht. Nun aber ist es möglich, während langer Zeit dauernd weiter zu beschleunigen. — Gemäss Tab. 1/IV ist ein Geschwindigkeitszuwachs von 16 000 m/s möglich, falls man nur 22 % der Masse, die bei Beginn des Beschleunigens vorhanden ist, in der Form von Cäsiumstrahlen ausstösst. Ob der Vorgang intensiv in kurzer Zeit oder sanft in langer Zeit (Monate) vor sich geht, spielt im freien Raum keine Rolle. Es ist klar, dass mit solchen Massenverhältnissen Reisen zu den nächsten Planeten (vor allem zum Mars) in den Bereich des Möglichen rücken. Immerhin ist anzunehmen, dass man, um Zeit zu sparen, doch eher an Kombinationen von Ionenantrieb mit anderen nuklearen oder chemischen Antrieben denken wird.

Man kann geladene Teilchen eines Vorzeichens (+) natürlich nur ganz kurze Zeit (kleinste Bruchteile von Sekunden) ausstossen, weil das Raumschiff sich rasch negativ auflädt, und die Emission zum Stillstand kommt. Die bei der Ionisation abgespaltenen negativen Elektronen müssen also dem Strahl sogleich nach der Beschleunigung beigemischt werden. Rekombinieren werden sie kaum rechtzeitig; es genügt aber, wenn der Strahl im *Mittel* neutral ist. Das grosse Massenverhältnis  $m_{ces}/m_{el} = 24\,400$  bereitet freilich grosse Schwierigkeiten, weil die Elektronen schon bei kleinen Spannungsunterschieden zu schnell sind und im Strahl davon-

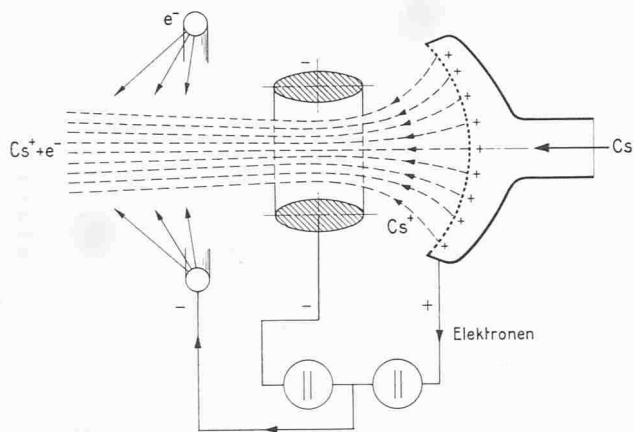


Bild 4. Schema der Ionisations- und Beschleunigungsapparatur eines Cs-Ionenantriebs

laufen würden [9]. Man muss sie also beinahe senkrecht zum Strahl einschleusen. Ein interessanter Vorschlag ist, die Elektronen zunächst an viel schwerere Atome, wie Chlor oder dergleichen, zu binden und diese *negativen Ionen* dem Strahl beizumischen.

Bild 4 zeigt das Prinzipschema einer solchen Anlage. Cäsiumdampf wird durch eine geheizte poröse Platte aus Wolfram geschickt, dort *thermisch* recht vollständig ionisiert. Die Elektronen werden abgeführt, die Cs-Ionen in Strahlrichtung beschleunigt und zu nahezu parallelem Strahl gebündelt. Die Elektronen werden alsbald dem Strahl beigegeben. Es sieht dies in der Skizze ganz einfach aus, in Wirklichkeit aber liegt ein schwieriges Problem vor, das noch viel Entwicklungsarbeit erfordern wird. U. a. sind für die nahe Zukunft Versuche im leeren Raum geplant, wo die Messbedingungen wesentlich günstiger sind als in den Laboratoriumsvakuumsgefäßen.

Aber angesichts der mannigfachen grossen Möglichkeiten scheinen die beträchtlichen Aufwendungen für das Studium des Ionenantriebs in den USA (und auch in Russland) gerechtfertigt. Dass dabei auch interessante Nebenergebnisse für die Atomphysik und Elektronik anfallen, ist anzunehmen.

Woher nimmt man nun die Elektrizität? Da ist schon frühzeitig an die *Sonnenenergie* gedacht worden (Hohlspiegel, Verdampfer, Turbine, Kondensator, bzw. Sonnenbatterien). Doch werden die Spiegelabmessungen enorm, wenn hunderte oder tausende von Kilowatt erzeugt werden sollen. Die nukleare Kraftanlage konventioneller Art erscheint da vorteilhafter. Hier muss also ein geschlossener Dampf- oder Gas-Kreislauf vorhanden sein, und damit kommt man wieder unter die Herrschaft des Carnot-Prozesses. Die obere Temperatur  $T_o$  ist durch Reaktor- und Turbinenmaterial begrenzt; die untere  $T_u$  könnte im Prinzip sehr tief gewählt werden, da der Aussenraum ja keine bestimmte Temperatur hat und jegliche Konvektion wegfällt. Massgebend ist einzig die *Abstrahlfläche* des Kühlers bzw. Kondensators.

Nach *Carnot-Clausius* ist die Leistung je Masseneinheit einer idealen Wärmekraftmaschine:

$$L = a T_o (1 - \delta), \text{ wo } \delta = T_u/T_o$$

Die wegzuführende Wärme ist  $a T_u$  und nach *Stefan-Boltzmann* muss sein

$$a T_u = s F T_u^4$$

mit  $s$  als Strahlungskonstanten des Materials der Radiatorfläche  $F$ .

Daraus folgt:  $a = s F T_u^3$ .

Eingesetzt ergibt sich:

$$F = \frac{L}{s T_o^4} \frac{1}{\delta^3 (1 - \delta)}$$

Wir erhalten ein *Minimum* an Strahlungsfläche, wenn  $\delta = \frac{1}{4}$

gewählt wird. Der Carnot-Wirkungsgrad ist dann allerdings nur noch 0,25. Man sieht, dass der Radiator offenbar sehr *heiss* sein muss, soll man nicht sehr grosse Flächen erhalten, was mit Rücksicht auf deren Masse und die Gefahr von Einschlägen von Meteoriten vermieden werden sollte. Es wird wohl besonderer Anstrengungen bedürfen, um einen genügend leichten und betriebssicheren Strahler herzustellen.

\*

In dieser Skizze sind einige Vorschläge behandelt worden, die ein besonderes thermo-dynamisches Interesse bieten. Es gibt aber noch viele andere. Da ist beispielsweise das Projekt *«Orion»* zu nennen. Hier soll der Schub erzeugt werden durch fortlaufende Explosionen kleinster Atombomben. Die Idee scheint zunächst aus einem der vielen schlechten Raum-Romane zu stammen; sie erweist sich aber bei näherer Betrachtung keineswegs als sinnlos. Im Gegenteil könnte es sich ergeben, dass dieser Antrieb nicht nur sehr einfach, sondern auch wirkungsvoll und betriebssicher gestaltet werden kann. Er liesse sich wohl nur auf sehr grosse Raumschiffe anwenden — es sei denn, dass man noch Spaltstoffe fände (Californium?), die eine viel kleinere kritische Masse aufweisen als etwa Plutonium.

Weiterhin wird gearbeitet an magneto-gasdynamischen Antrieben, ja selbst Photonen-Rückstoss mit Fusionsheizung wird kühn in Betracht gezogen. — Wir geraten da in ein schillerndes Traum-Labyrinth. Mancher Vorschlag wird sich wohl als praktisch unausführbar erweisen, manches aber wird bleiben und das Raumfahrzeug vom Jahre 2061 mag total anders aussehen als die heutigen Raumschiffe, die ja nur einen Anfang darstellen.

Eines Projektes möchte ich zum Schluss noch gedenken. Es stammt von einem Chinesen [10], der ein geistiger Bruder des klugen *Lin-yutang* sein könnte. Sein Raumschiff hat keine heulenden Raketen, keine gefährlichen Atomreaktoren; es hat nichts als ein riesengrosses *Segel* aus dem dünnen glänzenden Stoff des Echo-Satelliten. Einmal in die Satellitenbahn gebracht (was allerdings nicht ohne Lärm vor sich gehen wird), lässt er sich vom *Lichtdruck* der ewig leuchtenden Sonne treiben. Das kostet nichts und ist auf die Dauer doch wirksam. Kein Radio, keine Zeitung, keine Politik stört diesen Philosophen mehr, und wenn er sich mit genügend Proviant ausgerüstet hat und mit einer guten Bibliothek, kann er in himmlischer Ruhe das ganze Sonnensystem bereisen. Alles was er sonst noch braucht, ist das, was uns Menschen heute am meisten fehlt: Zeit.

#### Literatur-Verzeichnis

- [1] *Peschka, W.*: Ueber die Verwendbarkeit von atomarem Wasserstoff als Treibstoff für Flüssigkeitsraketen. IXth International Astronautical Congress, Amsterdam 1958, Proceedings, Vol. 1, p. 137—147 (Springer Verlag Wien 1959).
- [2] *Winterberg, F.*: Die Erreichung von Ausströmgeschwindigkeiten bis 20 000 m/s durch isotherme Expansion in Kernraketen. IXth International Astronautical Congress, Amsterdam 1958, Proceedings, Vol. 1, p. 181 (Springer Verlag Wien 1959).
- [3] *Stingelin, V.*: Isotherme Düsenströmungen. «Astronautica Acta», Vol. 6, 1960, p. 61—74.
- [4] *Ackeret, J.*: The Role of Entropy in the Aerospace Sciences. «Journal of the Aerospace Sciences», Vol. 28, 1961, p. 81—95.
- [5] *Ackeret, J.*: A System of Rocket Propulsion Using Reactors and Gas Turbines. IXth International Astronautical Congress, Amsterdam 1958, Proceedings, Vol. 1, p. 277—281 (Springer Verlag Wien 1959).
- [6] *Resler, E. L. Jr.* and *Rott, N.*: Rocket Propulsion With Nuclear Power. «ARS Journal», Vol. 30, 1960, p. 1099—1101.
- [7] *Kunzler, J. E.* and *Buehler, E.* et al.: Superconductivity in Nb<sub>3</sub>Sn etc. «Phys. Rev. Letters», Vol. 6, 1961, p. 89—91.
- [8] *Stuhlinger, E.*: Progress in Electric Propulsion Systems. XIth International Astronautical Congress, Stockholm 1960, Proceedings, Vol. 1, p. 651—670 (Springer Verlag Wien 1961).
- [9] *Langmuir, D. B.*, *Stuhlinger, E.*, *Sellen, J. M.*: Electrostatic Propulsion. Progress in Astronautics and Rocketry, Vol. 5, (Academic Press New York 1961).
- [10] *Tsu, T. C.*: Interplanetary Travel by Solar Sail. «ARS Journal», Vol. 29, 1959, p. 422—427.