

## Untersuchungen zu Isotopenantrieben

=====

Zusammenfassung der im Jahre 1964 beim ERNO durchgeführten Arbeiten.

© 1965 Dieter Hannemann

### 1. Erläuterung des Antriebes

Die zu untersuchende Antriebsart beruht auf ähnlichen technischen Prinzipien wie das Kernspaltungstriebwerk, denn die Energie zum Aufheizen des Treibstoffes wird ebenfalls durch einen nuklearen Prozeß bereitgestellt. Ein Unterschied besteht allerdings in der Art der Energieerzeugung. Während beim Reaktor ein Spaltprozeß künstlich erzeugt und aufrechterhalten werden muß, erfolgt die Energieerzeugung beim Isotopentriebwerk spontan und unbeeinflussbar.

Da die Isotope sehr teuer und ihre Leistungsdichten nicht sehr groß sind, beschränkt sich ihre Anwendung auf Kleinstschubtriebwerke. Der ERNO hat deshalb zunächst ein Triebwerk mit 100 p Schub untersucht.

### 2. Isotopenauswahl

#### a) Allgemeines

Von den vier bekannten Zerfallsarten, nämlich  $\alpha$ -,  $\beta^-$ -,  $\beta^+$ -,  $\gamma$ -Zerfall sollen hier nur der  $\alpha$ - und  $\beta^-$ -Zerfall betrachtet werden. Die  $\beta^+$ -Strahler kommen in der Natur nicht vor, treten nicht als Spaltprodukte auf und lassen sich außerdem schwer in großen Mengen herstellen. Sie entfallen deshalb für unsere Anwendung. Die  $\gamma$ -Strahlen sind sehr durchdringend, um sie zu absorbieren, d. h. in thermische Energie umzusetzen, benötigt man Absorber mit großem Gewicht. Sie sollen deshalb hier nicht *untersucht* werden.

Die  $\alpha$ - und  $\beta^-$ -Strahlen geben ihre gesamte Energie schon nach kurzen

Weglängen innerhalb der Materie ab. Bei der Abbremsung der  $\beta^-$ -Teilchen entstehen  $\gamma$ -Quanten mit geringen Energien, die relativ schnell absorbiert werden können und deshalb nicht schaden. In den meisten Fällen entstehen jedoch bei der  $\beta^-$ -Emission noch primäre  $\gamma$ -Quanten, die den Abschirmungsaufwand für das Triebwerk bestimmen.

Ein Nachteil der  $\beta^-$ -Strahler ist ihre geringe Leistungsdichte. Sie ergibt sich aus den geringen Energien der  $\beta^-$ -Strahler, die etwa um den Faktor 10 kleiner sind als die  $\alpha$ -Energien.

#### b) Die spezifische Leistung

Die spezifische Leistung werde definiert als Leistung pro Masseneinheit, gemessen in W/g. Sie stellt das Produkt aus der spezifischen Aktivität des Strahlers und dessen mittlere Zerfallsenergie da. Die mittlere Zerfallsenergie ist für die  $\alpha$ -Strahler gleich den Tabellenwerten (z.B. Nuklidkarte), da sie monoenergetisch sind. Für die  $\beta^-$ -Strahler muß ein um 0,4 kleinerer Wert angesetzt werden, denn sie haben ein kontinuierliches Spektrum, und in den Tabellen wird der Maximalwert angegeben. Die Halbwertszeiten der Isotope geben an, in welcher Zeit die spezifische Leistung auf die Hälfte fällt, d. h. für lange Betriebszeiten müssen Isotope mit großer Halbwertszeit gewählt werden. Nachteilig ist jedoch, daß Isotope mit großen Halbwertszeiten kleine spezifische Leistungen haben, da ja weniger Zerfallsakte pro Zeiteinheit stattfinden.

Nach unten ist die Halbwertszeit durch die Missionsdauer und den Leistungsabfall während der Bearbeitung, des Transports und des Einbaus eingegrenzt. Diese Grenze dürfte etwa bei 10 + 20 Tagen liegen. Die obere Grenze wird hauptsächlich durch wirtschaftliche Überlegungen festgelegt, und zwar durch die Kosten für den gesamten Isotopeneinsatz, denn mit steigender Halbwertszeit wird ja die Gesamtmasse des Isotopeneinsatzes größer.

Verschiedene Isotope zerfallen durch die Emission eines  $\alpha$ - oder  $\beta^-$ -Teilchens in ein wiederum radioaktives Isotop und bei einigen folgt sogar eine ganze Zerfallsreihe. Wenn nun die nachfolgenden Zerfallsereignisse schnell geschehen, d.h. wenn deren Halbwertszeit genügend klein ist, tragen die Zerfallsenergien der Tochterprodukte erheblich zur Energieerzeugung bei und es ergeben sich größere Leistungsdichten. Solche Isotope sind deshalb besonders gut geeignet für die Anwendung im Triebwerk.

In der Tabelle sind nur die wichtigsten Isotope zusammengestellt.

### c) $\beta^-$ -Strahler

Die in der Natur vorkommenden  $\beta^-$ -Strahler eignen sich nicht für eine Anwendung, da sie nicht in ausreichendem Maße zur Verfügung stehen. Man ist darauf angewiesen, sie entweder durch Bestrahlung im Reaktor zu erzeugen oder von den Spaltprodukten der Reaktorbrennelemente abzuscheiden.

Wenn das Isotop durch Bestrahlung im Reaktor erzeugt werden soll und nach der Bestrahlung keine Isotopentrennung erfolgt, dann wird die entstehende spezifische Aktivität der Substanz kleiner sein als die in der Tabelle angegebenen Maximalwerte für das reine Isotop. Die Verunreinigungen durch das Ausgangsisotop, die Zerfallsprodukte und das nächst schwerere Isotop bewirken diese Abnahme der Leistungsdichte. Deshalb werden in der Praxis hauptsächlich Spaltprodukte aufgearbeitet.

Die Strahlungs-dosis ist bei den  $\beta^-$ -Strahlern relativ hoch, da ein  $\beta^-$ -Zerfall meistens mit einer  $\gamma$ -Emission verbunden ist.

Der Preis und die Strahlungsabgabe sind beim  $^{90}\text{Sr}$  sehr günstig.

Durch die große Halbwertszeit eignet es sich gut für Langzeitmissionen.

## d) $\alpha$ -Strahler

Als nächstes erscheinen in der Tabelle die  $\alpha$ -Strahler. Das einzige Isotop welches hiervon in der Natur vorkommt, ist das  $^{210}\text{Po}$ . Es kommt als RaF in der Uran-Zerfallsreihe vor. Das Gesamtvorkommen von  $^{210}\text{Po}$  ist jedoch so gering, daß es ebenso wie die anderen aufgeführten  $\alpha$ -Strahler im Reaktor erzeugt werden muß.

Die Strahlungs-dosis ist sehr gering, obwohl durch  $\alpha, n$ -Prozesse Neutronen erzeugt werden. Der Preis liegt im allgemeinen höher als bei den  $\beta^-$ -Strahlern, weil der Herstellungsprozeß aufwendiger ist.

$^{210}\text{Po}$  ist recht günstig, weil der Preis und die Strahlungs-dosis niedrig ist. Die kurze Halbwertszeit von 138 d beschränkt die Anwendung auf Kurzzeitmissionen.

## e) Beispiel

Als Beispiel soll hier  $^{90}\text{Sr}$  und  $^{210}\text{Po}$  etwas genauer untersucht werden. Das eine für Langzeit - und das andere für Kurzzeitmissionen.

$^{90}\text{Sr}$  hat das in der Abbildung gezeigte Zerfallsschema. Es zerfällt über Yttrium in Zerkon, durch zwei  $\beta^-$ -Zerfälle. Durch die kurze Halbwertszeit des zweiten Zerfalls tragen beide Zerfallsenergien zur Wärme-erzeugung bei.  *$^{90}\text{Sr}$  soll als Oxyd verwendet werden, da der Schmelzpunkt bei 2700°K liegt und die Folgeprodukte ebenfalls als Oxyde einen hohen Schmelzpunkt haben.* Der Verlauf der Leistungsdichte ist als Funktion der Zeit aufgetragen worden. Zur Zeit Null lag das  $^{90}\text{SrO}$  vollkommen rein vor.

Der Anstieg der Kurve zeigt, wie das Yttrium von Null ausgehend immer stärker zur Energieerzeugung beiträgt.

$^{210}\text{Po}$  kann aus Wismut - 209 durch Bestrahlung im Reaktor erzeugt werden. Das entstehende Wismut - 210 zerfällt dann in Polonium - 210. Die Leistungsdichte des  $^{210}\text{Po}$  fällt anschließend exponentiell ab.

### 3. Betrachtungen zur Auslegung des Triebwerks

Es sollen im folgenden einige Überlegungen zu einem Triebwerk für 100 p Schub gemacht werden. Wasserstoff als Treibgas wird in den Kanälen des Triebwerks auf  $2350^\circ\text{K}$  aufgeheizt und expandiert durch die Düse. Es ergibt sich dabei eine theoretische Ausströmgeschwindigkeit von 8240 m/sec. Da jedoch Verluste auftreten, soll mit 7850 m/sec. gerechnet werden, was einem spezifischen Impuls von 800 kps/kg entspricht.

Die aufzubringende Leistung beträgt 5,12 kW, wenn 10 % Wärmeverluste eingerechnet werden.

Als Beispiel soll nun im folgenden  $^{210}\text{Po}$  verwandt werden. Da Polonium eine spezifische Leistung von 141,3 W/g hat, benötigt man für einen 100 p Antrieb eine Menge von 36,23 g. Die Kosten hierfür wurden sich dann auf etwa 512 000 DM belaufen, wenn man den Zukunftspreis der AEC zugrunde legt (Umrechnungskurs 1:2).

In der gezeigten Abbildung ist nun das prinzipielle Aussehen eines solchen Triebwerkes dargestellt worden. Der Wasserstoff tritt in Höhe der Düse in den Mantel des Triebwerks ein, kühlt die Isotopenkapsel und die Wand und strömt dann durch das Innere des Isotopenbehälters, um auf  $2350^\circ\text{K}$  aufgeheizt zu werden.

Anschließend expandiert er durch die Düse ins Freie. Der Zerfall des Po-210 bewirkt eine ständige Abnahme der spezifischen Leistung und damit gleichzeitig eine exponentielle Abnahme des Schubes. Da das Triebwerk für 100 p Anfangsschub ausgelegt ist, beträgt der Schub nach einem Jahr nur noch etwa 17 p. Die Abhängigkeit des Schubes von der Zeit ist in dem Diagramm angegeben. Um einen über kürzere Zeiträume konstanten Schub zu erreichen, muß zu Anfang eine größere Leistung installiert werden und ein immer geringer werdender Teil davon abgeführt werden. Z.B. könnte man daran denken, die Wärmeisolation variabel zu gestalten, um dadurch eine veränderliche Wärmemenge in den Raum abzustrahlen. Diese Detailprobleme sind jedoch noch nicht bearbeitet worden.

Die vom Po-210 emittierten  $\alpha$ -Teilchen fangen zwei Elektronen ein und liegen somit als Heliumgas vor. Wenn das entstehende Helium in ein Gefäß von  $1 \text{ dm}^3$  Volumen diffundiert, die Temperatur  $2500^\circ\text{K}$  beträgt und Po-210 oder Pu-238 von 1 W Leistung vorliegt, dann entsteht im Laufe der Zeit ein Druck in dem Behälter, der in diesem Diagramm wiedergegeben ist. Außerdem ist die entstehende Menge Helium in Gramm/Watt angegeben. Die Kenntnis dieser Daten ist von Wichtigkeit, da man sie bei der Konstruktion berücksichtigen muß. *In unserem Fall entsteht nach 240 Tagen ein Druck von ca. 25 atm.*

#### 4. Missionen

Das Isotopentriebwerk kann bei den verschiedensten Missionen eingesetzt werden. Z.B. Mond-, Sonnen- und Planetensonden. Außerdem kann es auch zum Heraufspiralieren von einer niedrigen auf eine hohe Umlaufbahn benutzt werden. Die letzte Anwendungsmöglichkeit ist etwas näher untersucht worden.

Aus Bahn Betrachtungen erhält man unter Zugrundelegung eines kleinen konstanten Schubes eine Gleichung für die Missionsdauer.\*

\* Kraft, A. Ehrike  
*Dynamics of Satellites*

Mit dieser Gleichung wurde das nächste Diagramm berechnet.

In der Abbildung ist für einen Bahnübergang von 500 km Kreisbahn auf 36 000 km die Missionsdauer als Funktion der Startmasse der Isotopenstufe mit Nutzlast aufgetragen. Außerdem ist noch der Treibstoffbedarf und das Endgewicht angegeben. Parameter ist der Schub.

## 5. Abschirmungsprobleme

### a) Allgemeines

Sowohl bei Isotopentriebwerken und Batterien, als auch bei Reaktoren für den Antrieb oder die Energieversorgung werden Kernstrahlen emittiert, die die Nutzlast beschädigen können. Es soll deshalb prinzipiell und an Hand eines Beispiels auf diesen Fragenkomplex eingegangen werden.

Der Sinn einer Abschirmung ist es, die Nutzlast vor den Kernstrahlen zu schützen, damit die elektronischen Meß- und Regelgeräte einwandfrei arbeiten können. Es soll aus Gewichtsgründen nur ein Schattenschirm in Richtung auf die Nutzlast entworfen werden. Abzuschirmen sind nur die schnellen Neutronen und die Gammastrahlung. Der Abschirmaufwand für die thermischen Neutronen ist sehr gering, was später gezeigt wird. Die Alpha- und Beta-Strahlen sind ohne Bedeutung, da sie innerhalb des Kerns oder des Mantels absorbiert werden.

Da die gesamte Abschirmung totes Material ist, das auf Kosten der Nutzlast mitgeführt werden muß, soll auf ein möglichst kleines Gewicht hingearbeitet werden. Dieser Gesichtspunkt verlangt also in den folgenden Betrachtungen die größte Beachtung und ist der Maßstab für die Brauchbarkeit einer Abschirmung.

Problematisch ist die Beurteilung der zulässigen Dosis oder Dosisleistung für die Nutzlast.- Als Nutzlast soll in diesem Zusammenhang nur eine wissenschaftliche, elektronische Anordnung betrachtet

werden und keine biologischen Experimente.- Es wurde deshalb auf amerikanische Angaben zurückgegriffen und zwar handelt es sich um Werte, die bei der Auslegung des Schildes für den SNAP-8 Reaktor zugrunde gelegt wurden. Ein wesentlicher Unterschied besteht jedoch darin, daß SNAP-8 für 10 000 Stunden ausgelegt ist und ein Antriebsreaktor nur etwa 10 Minuten arbeiten wird, während ein Isotopentriebwerk Betriebszeiten von einigen Monaten erreichen kann. Im folgenden soll nun die Auslegung speziell für einen Antriebsreaktor erfolgen, wie er in dem vorhergehenden Vortrag von Herrn Cohrt dargestellt worden ist. Das Gesagte gilt jedoch prinzipiell auch für ein Isotopentriebwerk.

Die Abbildung zeigt, wie man sich solch ein Schattenschild vorzustellen hat.

## b) Strahlung und Abschirmung

Ein Teil der im Reaktor freiwerdenden Energie tritt als Gamma- und Neutronenstrahlung auf. Beide Strahlenarten haben ein kontinuierliches Energiespektrum. Die Abbildungen zeigen solche Spektren. Um die Rechnungen nicht zu kompliziert zu machen, kann man jedoch bei der Gamma-Strahlung eine mittlere Energie von 4 MeV definieren und eine Anzahl von 5 Quanten pro Spaltung.

Zur Vereinfachung der Neutronenabschirmung wird hier mit dem Austreten eines schnellen Neutrons pro Spaltung gerechnet. Da jedoch die Absorptionswahrscheinlichkeit für schnelle Neutronen sehr gering ist, müssen die Neutronen in der Abschirmung erst durch elastische Stöße an leichten Kernen, oder durch unelastische Stöße an schweren Kernen auf thermische Energie abgebremst werden. Die thermischen Neutronen können dann von  $^{10}\text{B}$  oder  $^6\text{Li}$  eingefangen werden. Bor und Lithium eignen sich deshalb besonders gut, weil sie große Einfangquerschnitte für thermische Neutronen haben und außerdem nach dem Einfang nur geladene Teilchen\* abgeben, die recht schnell wieder absorbiert werden. Andere Stoffe mit

\*  $\alpha$ -Teilchen



hohem Einfangsquerschnitt, wie z.B. Cd. sind weniger geeignet, weil sie einige MeV Gamma-Quanten emittieren, die dann ebenfalls abgeschirmt werden müssen.

Zum Abbremsen der Neutronen werden also mit Rücksicht auf ihr Gewicht leichte Stoffe mit hohem Streuquerschnitt benötigt, wie z.B. Graphit, Wasser oder Wasserstoff.

Als Optimallösung bietet sich eine Kombination von Lithium und Wasserstoff, in der Form des Lithiumhydrids, an. Lithiumhydrid hat den größten massenbezogenen Beseitigungsquerschnitt für schnelle Neutronen, d.h. der schnelle Neutronenfluß wird pro durchlaufener Masseneinheit um einen Betrag verringert, der als maximal bei den in Frage kommenden Stoffen anzusehen ist.

Zur Abschirmung der Gamma-Strahlen eignen sich Stoffe, deren Massenabsorptionskoeffizient bei 4 MeV besonders groß ist und die gleichzeitig eine genügend große Festigkeit bei erhöhten Temperaturen aufweisen. Ein Stoff der diese Anforderungen erfüllt ist das Wolfram mit  $0,0394 \text{ cm}^2/\text{g}$ , denn es ist sehr beständig und besitzt eine große Festigkeit.

Die anderen Metalle, die mit ihren Absorptionswerten zwischen Uran und Wolfram liegen, scheiden infolge der hohen Kosten, oder zu geringer Festigkeit aus.

## c) Berechnung und Auslegung

Der Reaktor soll einen Schub von 24 000 kp liefern und muß deshalb eine Leistung von 1120 MW haben, bei einer Auströmgeschwindigkeit von 8250 m/s.

Die Abbildung zeigt, wie groß die  $\gamma$ -Dosisleistung und der Neutronenfluß an der Nutzlast ist. Bei einer Entfernung Reaktor-Nutzlast von 17 m beträgt der Neutronenfluß  $1,15 \cdot 10^{12} \text{ n/cm}^2\text{s}$  und die  $\gamma$ -Dosisleistung 1365 rad/s, beide Werte gelten für eine nicht abgeschirmte Anordnung. Die nächste Abbildung zeigt nun den schematischen Aufbau der Abschirmung.

Durch diese Abschirmung wird der Neutronenfluß an der Nutzlast auf  $8 \cdot 10^7$  n/cm<sup>2</sup>s und die Gammadosisleistung auf 13,8 rad/s gesenkt. Bei einer Reaktorbetriebszeit von 10 min. entspricht das einer Dosis von  $5 \cdot 10^{10}$  nvt und 8270 rad. Das Abschirmgewicht beträgt dann 1000 kp.

Die Dosis an der Nutzlast wird sich jedoch noch etwas erhöhen, da die Reaktorleistung nach dem Abschalten erst langsam abfällt und vor allem noch  $\gamma$ -Quanten emittiert werden (siehe Diagramm).

Die evtl. aus dem Reaktor austretenden thermischen Neutronen werden um den Faktor  $10^{-163}$  geschwächt.

