

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

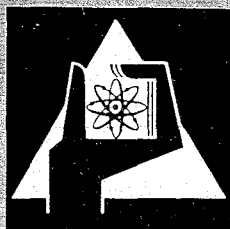
April 1967

KFK 584

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Physik und geplante Anwendungen des thermionischen Konverters

H. -U. Karow



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

April 1967

KFK 584

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Physik und geplante Anwendungen des thermionischen Konverters *

Hans-Ulrich Karow

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H. Karlsruhe

*Der vorliegende Bericht wurde im Kolloquium des Instituts für Neutronenphysik und Reaktortechnik im Kernforschungszentrum Karlsruhe am 15. Februar 1967 vorgetragen.

In diesem Bericht wird versucht, in knapper Form eine Übersicht über die physikalischen Vorgänge bei der thermionischen Konversion und die möglichen Anwendungen des thermionischen Konverters zu geben.

Inhalt

1. Einleitung	Seite	1
2. Physik des thermionischen Konverters		1
2.1 Vakuumdiode		1
2.2 Caesiumdiode		4
3. Anwendungen		12
3.1 Vorzüge des thermionischen Konverters		12
3.2 Anwendungen in der Raumfahrt		13
4. Résumé		17

1. Einleitung

Unter thermionischer Konversion verstehen wir die unmittelbare Umwandlung von Wärmeenergie in elektrische Energie mit Hilfe des glüh-elektrischen Effekts (im Angloamerikanischen "thermionischer" Effekt genannt); diese Methode wurde erstmalig im Jahr 1915 von W. SCHLICHTER [1] angewandt, erlangte aber erst nach 1950 größeres Interesse, als man aus mancherlei Gründen nach neuen elektrischen Energiequellen zu suchen begann. - Im ersten Teil des vorliegenden Übersichtsberichtes werden in geraffter Form die physikalischen Vorgänge bei der thermionischen Konversion besprochen, soweit sie heute verstanden sind; der zweite Teil behandelt die möglichen und geplanten Anwendungen des thermionischen Konverters. Diese Zweiteilung spiegelt auch die tatsächlichen Richtungen wider, in denen heute auf dem Gebiet der thermionischen Konversion gearbeitet wird: auf der einen Seite treibt man nach wie vor gewissermaßen Grundlagenforschung, um die Physik des thermionischen Konverters besser zu verstehen und um neue Wege zur Verbesserung des Wirkungsgrades zu finden; auf der anderen Seite nimmt man die bisher erreichte Funktion des Konverters als gegeben hin und versucht, technische Lösungen für konkrete Anwendungen auszuarbeiten, die eine zuverlässige thermionische Energieumwandlung bei langer Betriebsdauer gewährleisten.

2. Physik des thermionischen Konverters

2. 1 Vakuumdiode

Der thermionische Konverter ist im Prinzip eine Röhrendiode, die ohne äußere Anodenspannung arbeitet (Abb. 1). Die Wärmeenergie, die dem Konverter zugeführt wird, dient zur Aufheizung der Emittierelektrode, die aufgrund des glüh-elektrischen Effekts Elektronen "verdampft". In einem gewissen Abstand von ihr befindet sich die Kollektorelektrode, die auf einer so niedrigen Temperatur gehalten wird, daß ihre Elektronenemission gegenüber der des Emitters vernachlässigbar klein ist. Beide Elektroden befinden sich im Vakuum. Der zum Kollektor fließende Elektronenstrom bringt diesen auf ein negatives Potential bezüglich des Emitters. Verbindet man die Elektroden über einen äußeren Verbraucherwiderstand R , so leistet der

dann fließende Elektronenstrom Arbeit. Durch dauernde Wärmezufuhr zum Emitter werden dessen Wärmeverluste ausgeglichen, die ihm hauptsächlich durch Wärmeabstrahlung und Elektronenkühlung entstehen.

Zur Aufstellung einer Energiebilanz verfolgen wir das Schicksal eines Elektrons auf seinem Weg vom Emitter zum Kollektor und zurück (Abb. 2). Der Elektronensee des Emittermetalls ist bis zum Fermi-niveau FN_E mit entartetem Elektronengas gefüllt. Über dem Niveau FN_E sind nur wenige Elektronenzustände besetzt. Falls ein Elektron den Potentialwall von der Höhe der Austrittsarbeit $e\phi_E$ überstiegen hat, ist es aus dem Metall emittiert. Es transportiert, wie man mittels Fermi-statistik zeigen kann, die kinetische Energie $2kT_E$ mit sich weg und hat somit dem Emitter die Energie $e\phi_E + 2kT_E$ entzogen ($T_E =$ Emittertemperatur). Im Idealfall durchfliegt das Elektron kräftefrei den Elektrodenraum, sofern die Elektrodenoberflächen das gleiche Potential besitzen. Beim Auftreffen auf den Kollektor, der vom Emitter den Abstand d hat, fällt das Elektron in dessen Elektronensee und gewinnt dabei die Kollektor-austrittsarbeit $e\phi_C$ als kinetische Energie, die als Abwärme erscheint. Die vom Emitter mitgebrachte kinetische Energie $2kT_E$ wird ebenfalls dem Kollektor als Wärme zugeführt und ist damit für die Konversion verloren. Der Diodenstrom (mit der Dichte j) entzieht also dem Emitter pro Flächeneinheit die Wärmeenergie $j/e \cdot (e\phi_E + 2kT_E)$ und bringt dem Kollektor die Wärmeenergie $j/e \cdot (e\phi_C + 2kT_E)$. Ferner erfolgt ein irreversibler Wärmetransport vom Emitter zum Kollektor in Form von Strahlung (q_s) und sonstigen Wärmeleitverlusten (q_1). Die Dichte des Emitter-Emissionsstromes wird durch die bekannte Richardsongleichung angegeben:

$$(1) \quad j_s = AT^2 \cdot e^{-e\phi_E/kT_E}$$

Falls im Konverter nicht aus irgendwelchen Gründen ein Rückstrom den Emissionsstrom j_s schwächt, und falls alle emittierten Elektronen den Kollektor erreichen, so ist die Diodenstromdichte j gleich der Sättigungsstromdichte j_s .

Die elektrische Arbeit, die ein Elektron nach seiner Ankunft am Kollektor leisten kann, wird bestimmt durch die Potentialdifferenz U_0 der Fermi-niveaus der beiden Elektroden: wenn das Kollektor-Fermi-niveau FN_C energetisch höher liegt als das des Emitters FN_E , kann ein Kollektor

Abbildung 1
 Thermionischer Konverter
 (schematisch)

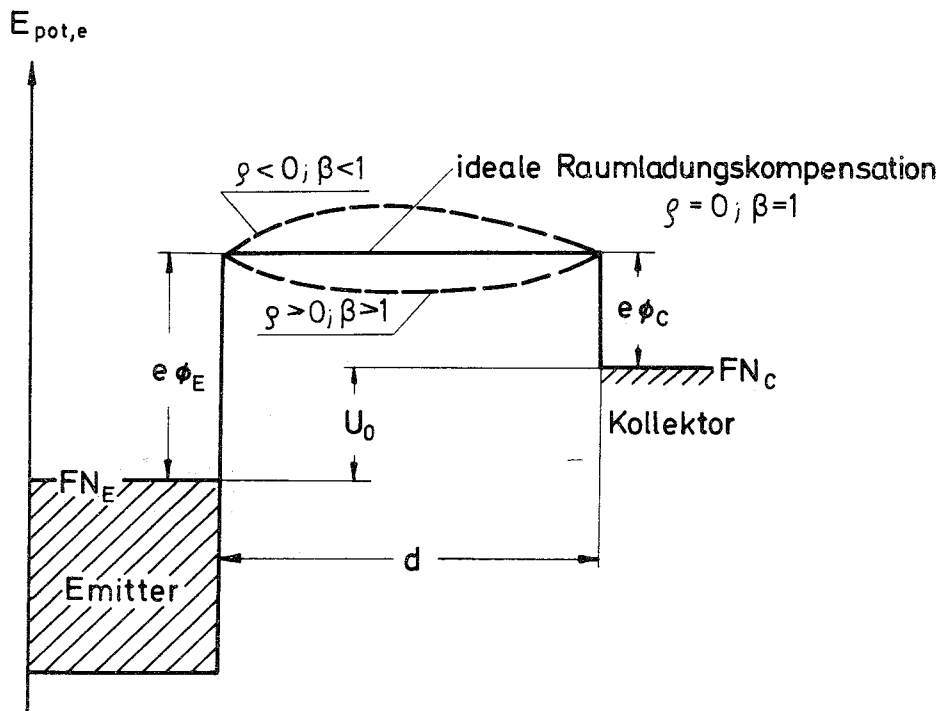
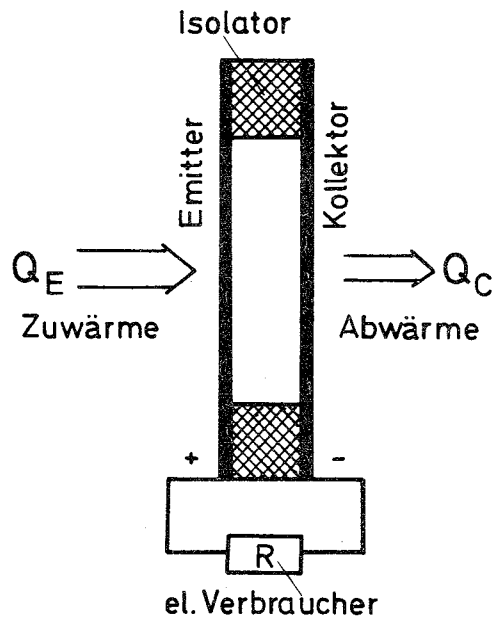


Abbildung 2

Potentialdiagramm des thermionischen Konverters

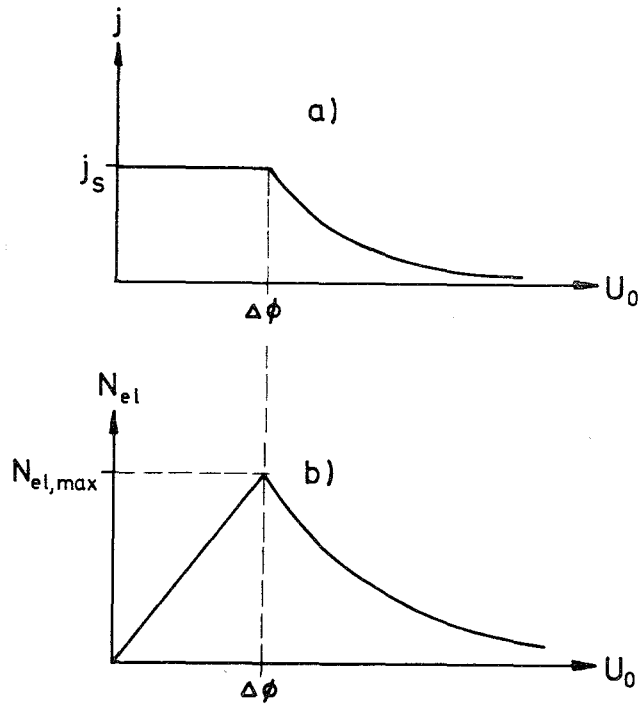


Abbildung 3

Strom-Spannungs-Kennlinie (a) und Leistungs-Spannungs-Kennlinie (b) eines thermionischen Konverters ohne Raumladungseffekte

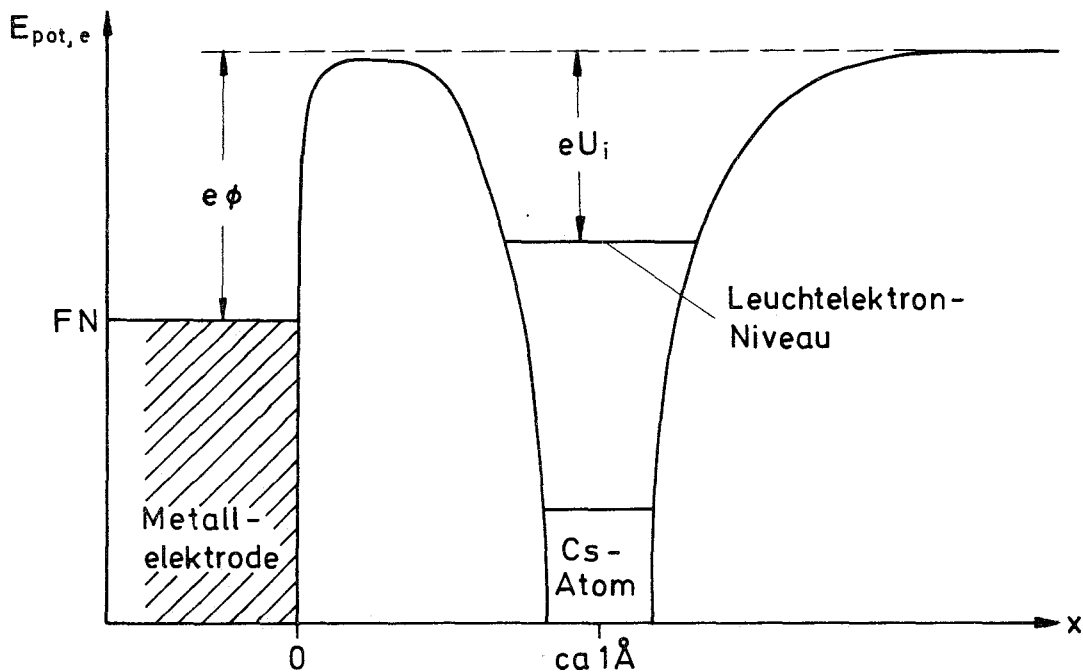


Abbildung 4

Potentialdiagramm für Resonanzionisation

tor-Elektron die Arbeit $e \cdot U_0$ leisten; andernfalls muß man ihm die Energie $|e U_0|$ zuführen, um es zum Emitter zurückzuziehen, - die Diode arbeitet dann als Verbraucher. Aus Abb. 2 läßt sich noch folgendes ablesen: unter der idealen Voraussetzung eines linearen Potentialverlaufs zwischen den Elektrodenoberflächen - (d.h. unter der Voraussetzung verschwindend kleiner Raumladung zwischen den Elektroden) - erreichen alle vom Emitter emittierten Elektronen den Kollektor, wenn $U_0 \leq \Delta\phi$ ist; $\Delta\phi$ ist die sog. Kontaktspannung $\phi_E - \phi_C$ der Elektroden. Wenn die Klemmenspannung U_0 jedoch die Kontaktspannung $\Delta\phi$ übersteigt, so müssen die Elektronen eine zusätzliche Potentialdifferenz der Höhe $U_0 - \Delta\phi$ überwinden, um zum Kollektor zu gelangen; gemäß der Boltzmannstatistik gelingt dies nur einem Bruchteil $\exp[-e(U_0 - \Delta\phi)/kT_E]$ des Emissionsstroms j_s . Somit gilt für den Diodenstrom (Abb. 3 a):

$$j = j_s \quad \text{für } U_0 \leq \Delta\phi \quad (\text{Sättigungsbereich})$$

$$j = j_s \exp[-e(U_0 - \Delta\phi)/kT_E] \quad \text{für } U_0 > \Delta\phi \quad (\text{Anlaufstrombereich})$$

Daraus folgt, daß die Klemmenleistungsdichte $N_{el} = j \cdot U_0$ zunächst linear mit der Spannung U_0 ansteigt, solange der Strom gleich dem Sättigungsstrom ist, um dann exponentiell mit U_0 abzufallen, sobald man in den Anlaufstrombereich kommt (Abb. 3 b). Die Arbeitspunkte maximaler Klemmenleistung und maximalen Wirkungsgrades fallen mit dem Einsatzpunkt des Anlaufstromes ($U_0 = \Delta\phi$) zusammen. Für den optimalen thermodynamischen Wirkungsgrad eines idealen Vakuumkonverters gilt demnach:

$$\eta_{\max} = \frac{N_{el, \max}}{Q_E} = \frac{j_s(T_E, \phi_E) \cdot \Delta\phi}{j_s/e (e\phi_E + 2kT_E) + q_s + q_l}$$

Zur Erreichung eines hohen Wirkungsgrades η_{\max} muß die Kollektoraustrittsarbeit möglichst niedrig sein, um die "Kondensationswärme" $e\phi_C$ der Elektronen am Kollektor möglichst klein zu halten; die Emittertemperatur T_E muß möglichst hoch sein, was ebenfalls einleuchtend ist: der Richardsonstrom des Emitters nimmt nämlich exponentiell mit steigender Emittertemperatur T_E zu (Gl. 1), d.h. stärker als die Wärmeverluste $q_{s/l}$ durch Strahlung und Leitung.

Bisher haben wir einen schwerwiegenden Effekt außer Acht gelassen, der in einem Vakuumkonverter auftritt, nämlich den Effekt der Raumladung der emittierten Elektronen zwischen den Elektroden.

Falls der Elektrodenabstand in der Größenordnung von 1 mm liegt, so sperrt der negative Raumladungsberg den Elektronenstrom fast völlig; dementsprechend wird auch der Wirkungsgrad verschwindend klein. Von den verschiedenen Methoden, die zur Raumladungskompensation vorgeschlagen wurden, hat die Kompensation durch positive Caesiumionen die größte Bedeutung erlangt [2].

2.2 Die Caesiumdiode

Caesium hat die niedrigste Ionisierungsenergie aller Gase (3,88 eV). Bringt man Cs-Dampf in einen Konverter, so werden unter geeigneten Bedingungen so viele Cs-Ionen erzeugt, daß sich zwischen den Elektroden ein mehr oder minder quasineutrales Plasma ausbildet. Ein Cs-gefüllter thermionischer Konverter heißt Cs-Diode oder Cs-Konverter.

Neben der Kompensation der Elektronenraumladung durch Bildung von Ionen erfüllt das Caesium noch eine zweite wichtige Funktion: es erniedrigt unter gewissen Bedingungen die Elektrodenaustrittsarbeiten beträchtlich [3]. Der Effekt zeigt sich besonders stark bei den hochschmelzenden Metallen, deren Austrittsarbeiten ohne Cs-Bedeckung zwischen 4 und 5 eV liegen, unter einer teilweisen Monoschicht von Cs-Teilchen jedoch um über die Hälfte weniger betragen (≤ 2 eV).

Im Cs-gefüllten Konverter gibt es zwei Möglichkeiten der Ionenbildung: die Kontaktionisation am Emitter und die Volumionisation im Plasma. Bei der Kontaktionisation [4], auch Resonanzionisation genannt, werden praktisch alle Cs-Atome beim Auftreffen auf eine Metallelektrode ionisiert, wenn deren Austrittsarbeit $e\phi$ größer als die Ionisierungsenergie $e \cdot U_i$ von Caesium (3,9 eV) ist. Abb. 4 veranschaulicht dies: links ist der Potentialkasten der Metallelektrode hoher Austrittsarbeit zu sehen. In Kontakt damit (d.h. etwa 1 \AA entfernt) ist ein Cs-Atom dargestellt, dessen oberstes besetztes Elektronenniveau um die Ionisierungsenergie $e \cdot U_i$ unter dem Potentialmaximum und über dem Fermi-niveau F_N des Metalls liegt ($e \cdot U_i < e\phi$). Da es zu dem Leuchtelektron-Niveau des Atoms gleich hohe, nahezu unbe-

setzte Elektronenniveaus im Metall gibt, ist durch Tunneleffekt Energieresonanz möglich: das Leuchtelektron des Caesiumatoms tunnelt waagrecht ins Metall und fällt in den Elektronensee. - Am Kollektor ist wegen seiner niedrigen Austrittsarbeit Kontaktionisation nicht möglich; vielmehr werden alle auf den Kollektor auftreffenden Ionen, die vom Emitter kommen, entladen. Wie groß muß nun der am Emitter entstehende Ionenstrom sein, um die Raumladung des Elektronenstroms zu kompensieren? Die Kompensationsbedingung heißt: Elektronendichte $n_e =$ Ionendichte n_i . Daraus folgt bei feldfreiem Elektronenraum durch einfache Rechnung für das Verhältnis der beiden Ströme $j_e/j_i = 492$; dieser Quotient ist gleich der Wurzel aus dem Massenverhältnis von Cs-Ion und Elektron. Der Ionenstrom braucht also nur etwa 1/500 vom Elektronenstrom zu betragen, um die Raumladung des letzteren voll zu kompensieren, ohne dabei den (in gleicher Richtung fließenden) Elektronenstrom spürbar zu schwächen! Der Grad der gegenseitigen Raumladungskompensation wird gekennzeichnet durch den Emissionsparameter $\beta = 492 \cdot j_i/j_e$. $\beta > 1$ bedeutet Überkompensation durch zu hohen Ionenstrom, ein positiver Raumladungswall bildet sich; $\beta < 1$ bedeutet Elektronenüberschuß (s. Abb. 2).

Falls man den Elektrodenabstand kleiner als die freie Weglänge der Elektronen im Cs-Dampf machen kann, so erleiden die Elektronen keine Reflexionsstöße an den Cs-Teilchen und erreichen bei $\beta \gtrsim 1$ praktisch alle den Kollektor. In diesem Fall erhält man die Kennlinie für ideale Raumladungskompensation (Abb. 3a). Man spricht dann von einem sog. Niederdruckkonverter, weil man diese idealen Bedingungen nur bei niederen Cs-Drücken erreichen kann. Ein Maß für die Häufigkeit von Weitwinkelstößen der Elektronen mit Cs-Teilchen ist das Produkt aus Cs-Dampfdruck p und Elektrodenabstand d . Da die mittlere freie Weglänge $\lambda_{e,Cs}$ der Elektronen im Cs-Dampf dem Dampfdruck p umgekehrt proportional ist, gilt: $pd \sim d/\lambda_{e,Cs} =$ mittlere Stoßzahl eines Elektrons mit Cs-Teilchen im Elektrodenspalt. Der Stoßparameter pd hat im Niederdruckkonverter Werte unter 1/10 Torr mm.

Typische Zahlenwerte für einen Niederdruckkonverter sind:

$$T_E = 1900 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$j = 0,3 \text{ A/cm}^2$$

$$\phi_E = 4 \text{ eV}$$

$$U_0 = 2 \text{ V}$$

$$d = 1/10 \text{ mm}$$

$$N_{el} = 0,6 \text{ W/cm}^2$$

$$B \geq 1$$

$$Q_E \approx 35 \text{ W/cm}^2$$

$$pd = 10^{-2} \text{ Torr mm}$$

$$\eta \approx 1,7 \%$$

Der Niederdruckkonverter besitzt eine relativ große Emitteraustrittsarbeit als Folge des niedrigen Cs-Dampfdruckes; die Emittertemperatur muß deshalb hoch sein, um dennoch eine ausreichende Stromstärke zu erzielen; der Wirkungsgrad ist niedrig. Aus physikalischen Gründen ist der Niederdruckbereich dennoch interessant; deshalb wurde er auch in unseren eigenen Arbeiten untersucht [5] [6].

Steigert man den Cs-Dampfdruck über 1/10 Torr, so läßt sich der Elektrodenabstand nicht mehr kleiner als die freie Elektronenweglänge im Cs-Dampf halten. Der Stoßparameter pd wird gleich oder größer als 1/10 Torr mm. Der Cs-Bedeckungsgrad auf dem Emitter wächst, die Austrittsarbeit ϕ_E nimmt ab; Kontaktionisation des Caesium erfolgt jedoch immer noch in ausreichendem Maß, solange ϕ_E mindestens 3 bis 3,5 eV beträgt. Wegen des großen pd -Wertes kommt es zu Elektronenstreuung im Cs-Dampf, der Elektronenstrom ist deshalb diffusionsbegrenzt. Das sich zwischen den Elektroden ausbildende Plasma stellt für die Elektronen einen Ohmschen Widerstand dar, in welchem - auf Kosten der Klemmenspannung U_0 - ein innerer Spannungsabfall stattfindet.

Bevor wir uns mit näheren Einzelheiten befassen, wollen wir die wichtigsten experimentellen Methoden aufzählen, mit denen physikalische Vorgänge im thermionischen Konverter untersucht werden. Abb. 5 zeigt einen typischen Experimentierkonverter [5]. Die Emitterscheibe 4 wird durch die Elektronenkanone 3 auf die gewünschte Temperatur aufgeheizt. Darunter befindet sich der luftgekühlte Kollektor 5, der von der übrigen Apparatur elektrisch isoliert ist. Der Elektrodenabstand ist über den Federbalg 1 variabel einstellbar. Die Emittertem-

peratur wird pyrometrisch, die Kollektortemperatur mit einem Thermoelement gemessen. Im Rohrstutzen 6 befindet sich das Cs-Reservoir, dessen Temperatur mit einem (nicht eingezeichneten) Thermostaten eingestellt wird; die Cs-Reservoirtemperatur, die die niedrigste der ganzen Anlage sein muß, bestimmt den Dampfdruck des gesättigten Cs-Dampfes im Konverter. Der Konvertermantel kann mit Cs-resistenten Saphirfenstern versehen werden, durch welche man den Raum zwischen den Elektroden beobachten kann.

Die experimentellen Untersuchungsmethoden der Konverterphysik sind im wesentlichen:

- 1) Aufnahme und Auswertung der Konverterkennlinien; dazu gehört auch die Ermittlung der Wechselstromschwingungen.
- 2) Visuelle Beobachtung durch Fenster
- 3) Kalorimetrische Messungen an den Elektroden .
- 4) Sondenmessungen im Konverterplasma
- 5) Spektroskopische Messungen

Wir haben bei unseren eigenen Untersuchungen bisher nur mit der ersten der fünf angegebenen Methoden gearbeitet. Faßt man jedoch alle, auch andernorts gewonnenen Ergebnisse zusammen [7-11], so kommt man zu folgendem Überblick:

Abhängig von den Zahlenwerten der beiden Parameter β und pd zeigt ein thermionischer Konverter 6 verschiedene Kennlinientypen (Abb. 6).

Für $\beta \geq 1$ und $pd \leq 10^{-2}$ Torr mm erhält man die bereits besprochene Niederdruckkennlinie b. Sie zeigt einen ausgeprägten Sättigungsstrom bis zum scharf definierten Einsatzzpunkt des Anlaufstroms. Danach fällt der Diodenstrom exponentiell ab, geht bei der Leerlaufspannung durch Null und erreicht den Ionensättigungsstrom. Für $\beta < 1$ zeigt die Kennlinie a bei gleichem pd -Wert wegen Unterkompensation einen Raumladungsbereich und einen kleineren Ionensättigungsstrom. Der Potentialverlauf für beide Fälle wurde bereits besprochen (Abb. 2).

Steigt pd bei $\beta \gg 1$ (Überkompensation) an, so rundet sich der Kennlinienknick bei $U_0 = \Delta \phi$ wegen der Stoßverluste im Plasma (Abb. 6 d).

Am aufschlußreichsten sind die beiden Kennlinien c und d. Die beiden oberen Kennlinien e, f enthalten gegenüber c, d physikalisch nichts wesentlich Neues. Wir wollen daher die einzelnen Bereiche der Kennlinien c und d im Zusammenhang mit den Ergebnissen besprechen, die sich aus den experimentellen Beobachtungsmethoden bisher ergaben [10].

Der Bereich A-E der Kennlinien c, d gehört zur sogenannten nicht gezündeten Betriebsart der Plasmadiode. Die visuelle Beobachtung zeigt keine Leuchterscheinung im Elektrodenraum. Sondenmessungen und theoretische Überlegungen lassen die folgenden Potentialverläufe (Abb. 7, A-E) vermuten:

Für $\beta < 1$, d.h. im unterkompensierten Fall c, bildet sich vor dem Emitter eine negative Raumladungsschicht aus, desgl. vor dem Kollektor. Der Elektronenstrom ist raumladungs- und diffusionsbegrenzt. Der Sättigungsstrom I_{DE} ist daher kleiner als im Falle $\beta > 1$. Hier ist der Emissionsstrom überkompensiert; eine positive Raumladungsschicht beschleunigt alle emittierten Elektronen ins Plasma vor dem Emitter. Der Ionenstrom ist beträchtlich größer als in Fall c.

Im Bereich B C erreichen sowohl Elektronen wie Ionen den Kollektor. Wenn U_0 gleich der Leerlaufspannung ist, kompensieren sich Elektronen und Ionenstrom.

Im Bereich C D und DE erreichen nur Elektronen den Kollektor. Sättigungs- und Übergangsbereich C-E werden für den Fall $\beta < 1$ mit Hilfe einer einfachen Transporttheorie gut wiedergegeben [12]: Die Ladungsträger entstehen am Emitter; das Plasma wird durch Transportgleichungen beschrieben, die keinen Temperaturgradienten enthalten (d.h. keine Berücksichtigung von Thermodiffusion):

$$\begin{aligned} \Gamma_e &= -D_e \cdot \nabla n - \mu_e n E \\ \Gamma_i &= -D_i \cdot \nabla n - \mu_i n E \end{aligned} \quad n_e = n_i = n$$

Für die Elektronen wird thermisches Gleichgewicht mit dem Emitter vorausgesetzt; die Flüsse Γ der Ladungsträger werden als konstant angenommen (d.h. keine Volumionisation oder -rekombination!), desgl.

- 1 Konvertermantel
- 2 Emittertubus
- 3 Elektronenkanone
- 4 Emitter
- 5 Kollektorsystem
- 6 Cs-Sumpf
- 7 Cs-Ampulle
- 8 UHV-Ventil

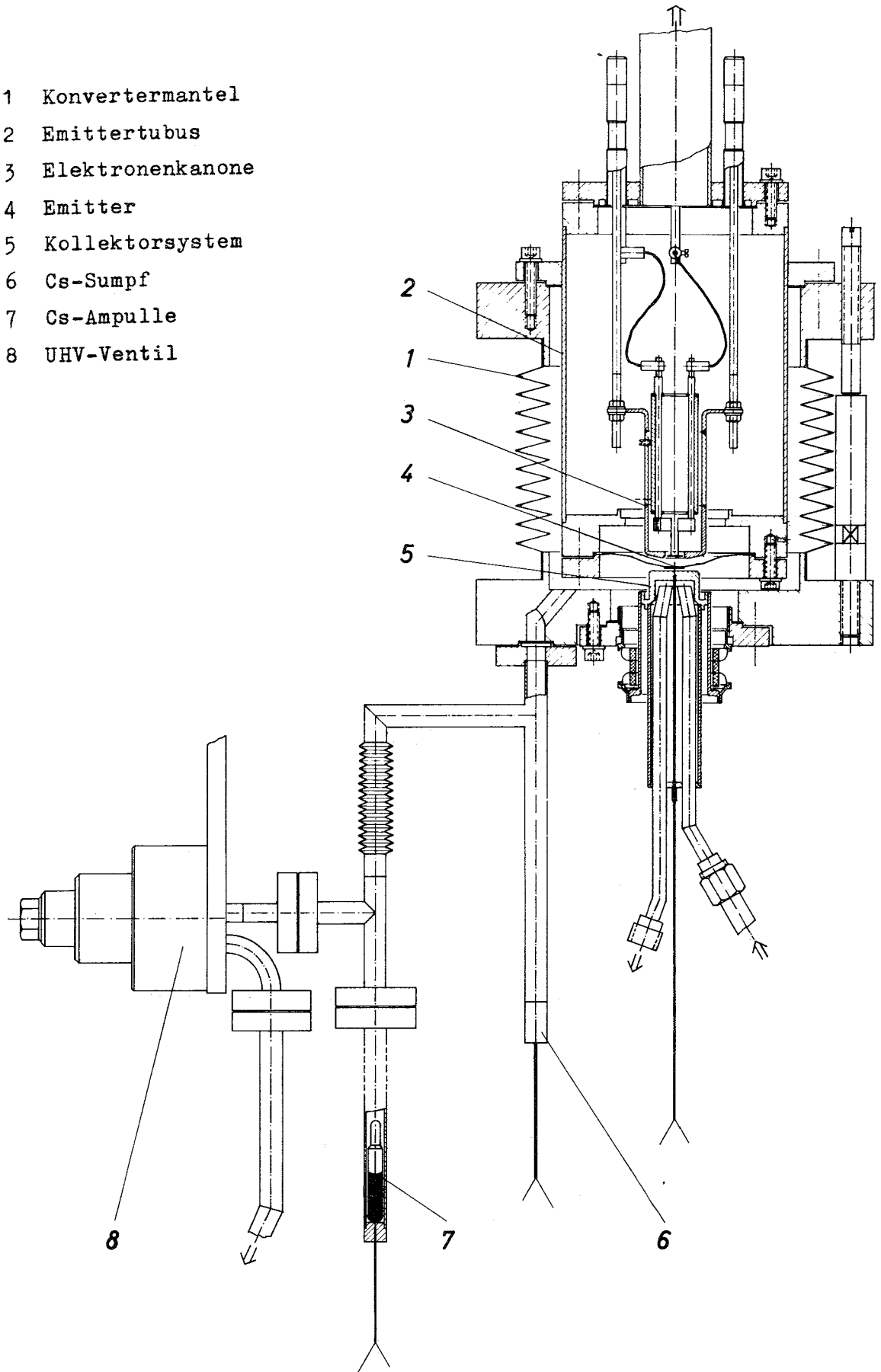


Abbildung 5

Thermionischer Versuchskonverter ebener Geometrie [5]

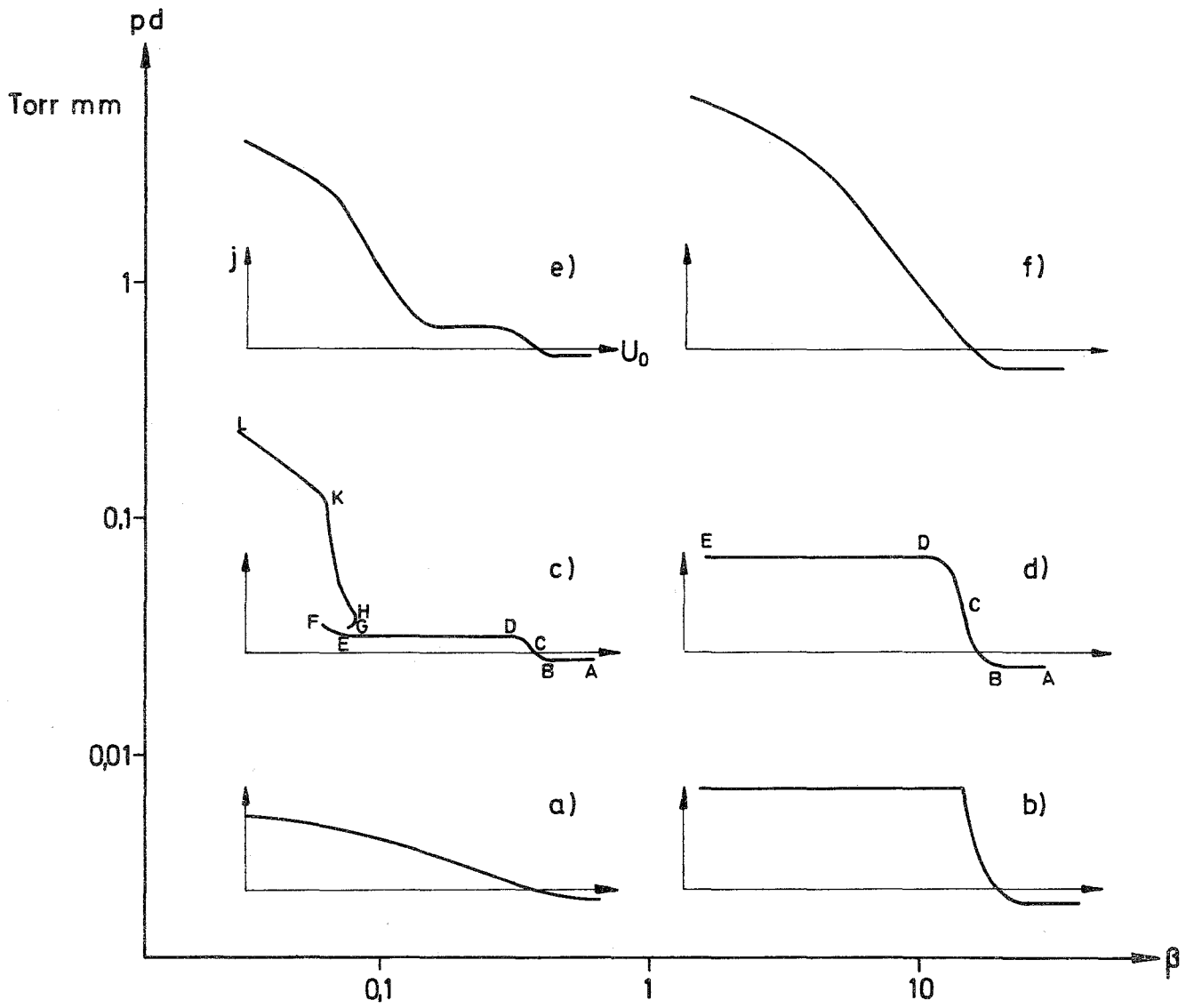


Abbildung 6

Kennlinientypen des thermionischen Konverters,
nach BULLIS et al. [10]

die Transportkoeffizienten D und μ . Zusammen mit vernünftigen Randbedingungen und Zahlenwerten ergibt sich daraus der gemessene Kennlinienbereich $C E$ für $\beta < 1$.

Im Fall $\beta > 1$ (Abb. 6 d) gelang die theoretische Behandlung bisher nicht so befriedigend, weil die Elektronen aus dem Emitter ins Plasma hinein beschleunigt und dort thermalisiert werden [13].

Insgesamt gesehen ist der Bereich $A E$ für $p d > 1/10$ Torr mm durch Diffusionsvorgänge ohne Volumionisation und -rekombination gekennzeichnet.

Im sog. gezündeten Bereich $G L$ der Kennlinie c ist auffallend, daß trotz Unterkompensation durch Kontaktionisation ($\beta \ll 1$) relativ große Ströme fließen. Dies ist nur möglich wegen der hier vorherrschenden Volumionisation. - Der gezündete Bereich zeigt bei visueller Beobachtung eine Vielfalt von Leuchterscheinungen [9] (Abb.7).

Im Vorzündbereich $E F$ wächst aus dem Kollektor ein gelbes Glimmlicht; bei F erscheint nahe dem Emitter ein kontraktiertes violettrosa Entladungsleuchten, begleitet von einem kontraktierten Kathodenfall. Die theoretische und experimentelle Untersuchung dieses Bereichs ist noch wenig fortgeschritten.

Der sog. Feuerballbereich $G H$ ("Ball of Fire Mode" [14]) ist interessant wegen seines negativen Widerstandes. Die negative Charakteristik läßt sich qualitativ folgendermaßen verstehen [10]: wenn die Stromstärke der Diode sinkt, nimmt die Volumionisation ab, bis sie zur Kompensation nicht mehr ausreicht; die Entladung zieht sich zusammen - an dem Feuerball sichtbar - unter Verkleinerung der Gesamtstromstärke aber unter Vergrößerung des Kathodenfalls und der Stromdichte der kontraktierten Entladung. Die Folge ist, daß die (negative) Ausgangsspannung zunimmt, die Stromstärke jedoch sinkt, d.h. der Widerstand der Diode ist negativ. Eine theoretische Behandlung dieses Bereichs ist noch nicht erfolgt; die Mehrdimensionalität der Entladung verkompliziert das Problem sehr.

An den Feuerballbereich schließt sich der sog. behinderte Entladungsbereich $H K$ an. Dieser Bereich ist deshalb so wichtig, weil der Konverter beim Arbeitspunkt K seine maximale Klemmenleistung erreicht.

Im behinderten Entladungsbereich, - so scheint es [9] [15], - baut sich zur Aufrechterhaltung eines ausreichend hohen Kathodenfalles vor dem Emitter eine elektrische Doppelschicht auf, die sich zum Unterschied vom Feuerballbereich über den ganzen Diodenquerschnitt erstreckt. Der Elektronenstrom ist daher begrenzt durch den negativen Raumladungswall der Doppelschicht und nicht durch die Emitteraustrittsspannung ϕ_E . Erniedrigt man die Klemmenspannung U_0 , so nimmt der negative Potentialwall ab, bis er bei K ganz abgebaut ist. Die Volumionisation erfolgt vermutlich nur im Kathodenfallbereich, der dicht vor dem Emitter liegt. Sondenmessungen haben ergeben [15], daß der Kathodenfall mindestens 0,6 V betragen muß, damit der Cs-Konverter gezündet bleibt, d.h. mit Volumionisation arbeitet. Wichtig an diesem Zahlenwert ist, daß der Kathodenfall nicht etwa mindestens gleich der Anregungsspannung eines angeregten Zustands des Cs-Atoms oder -Moleküls sein muß. Der Mechanismus der Volumionisation ist noch immer unklar. Man vermutet, daß Molekülionen nicht beteiligt sind [15] [16], sondern daß Cs-Ionen durch Mehrstufenprozesse über angeregte Cs-Atome erzeugt werden [10] [17].

Sonden- und spektroskopische Messungen ergaben eine nahezu lineare Abnahme der Ladungsträgerdichte vom Emitter zum Kollektor hin, ferner einen ausgeprägten Temperaturabfall der Elektronen [15]. Die Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen ist Maxwell'sch, d.h. diese sind thermalisiert. Das Temperaturmaximum liegt bei etwa 3000 °K bei Emittertemperaturen unter 2000 °K. - Unter der Voraussetzung lokalen thermodynamischen Gleichgewichts ergeben sich interessanterweise Plasmadichten, die größenordnungsmäßig mit den gemessenen übereinstimmen [8]. Daraus darf man schließen, daß die Resonanzstrahlung, d.h. die Strahlung aus angeregten Zuständen der Cs-Atome, im Plasma absorbiert bleibt und nur aus den Randschichten verloren geht. Die Existenz eines lokalen thermodynamischen Gleichgewichts im Plasma würde ferner bedeuten, daß nicht ein Ionisationsprozeß allein - etwa die Einstufenreaktion vom Cs-Grundzustand aus - für die Volumionisation verantwortlich ist [10].

Bei K, dem Beginn des sog. Quasisättigungsbereichs K L, ist die Doppelschicht zur positiven Monoschicht geworden. Der ins Plasma beschleunigte Elektronenstrom wird jetzt durch die Emitteraustrittsarbeit und die Emittertemperatur bestimmt. Dennoch nimmt er mit

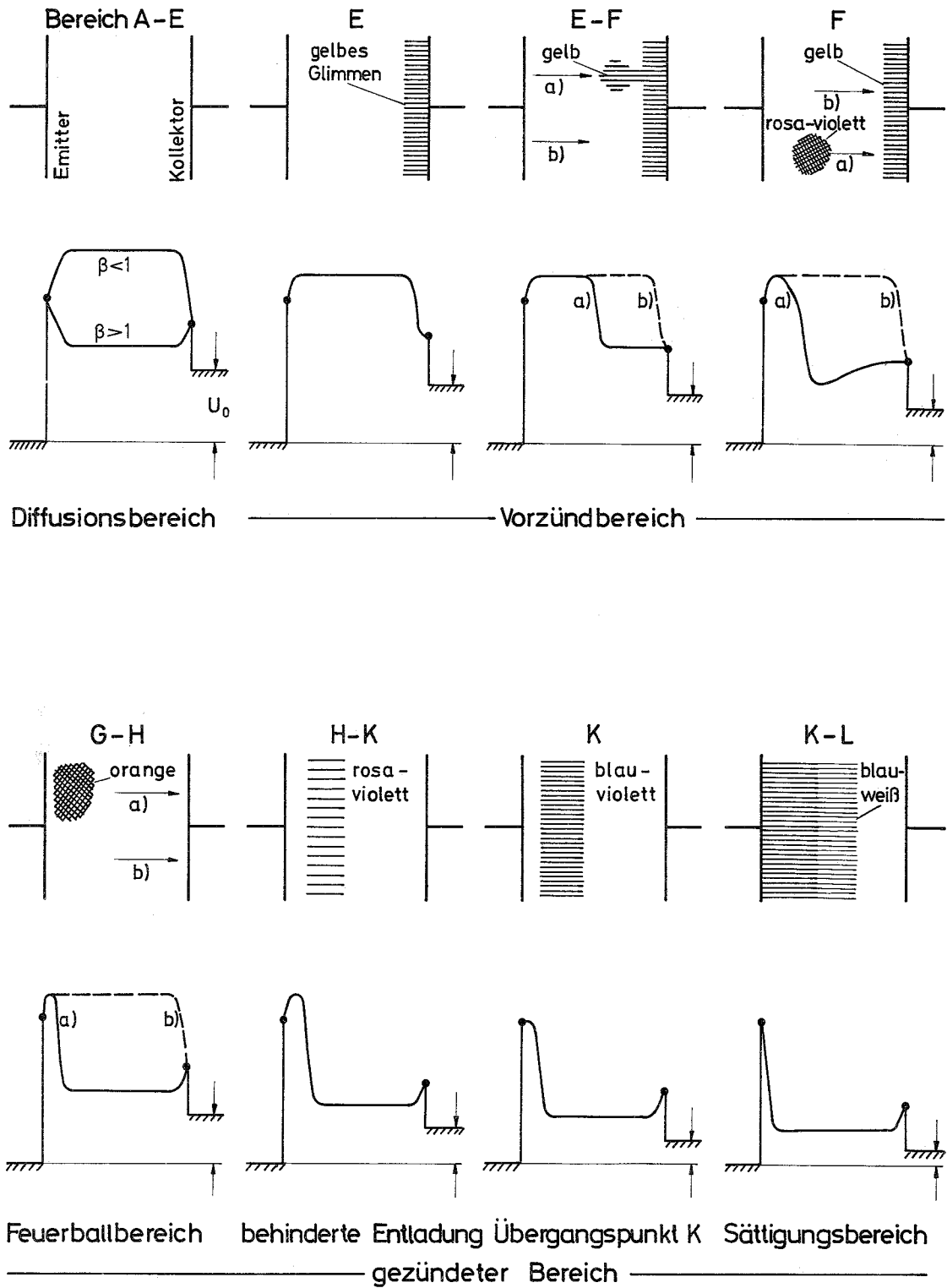


Abbildung 7

Leuchterscheinungen und Potentialverläufe im thermionischen Konverter, nach RASOR [9]

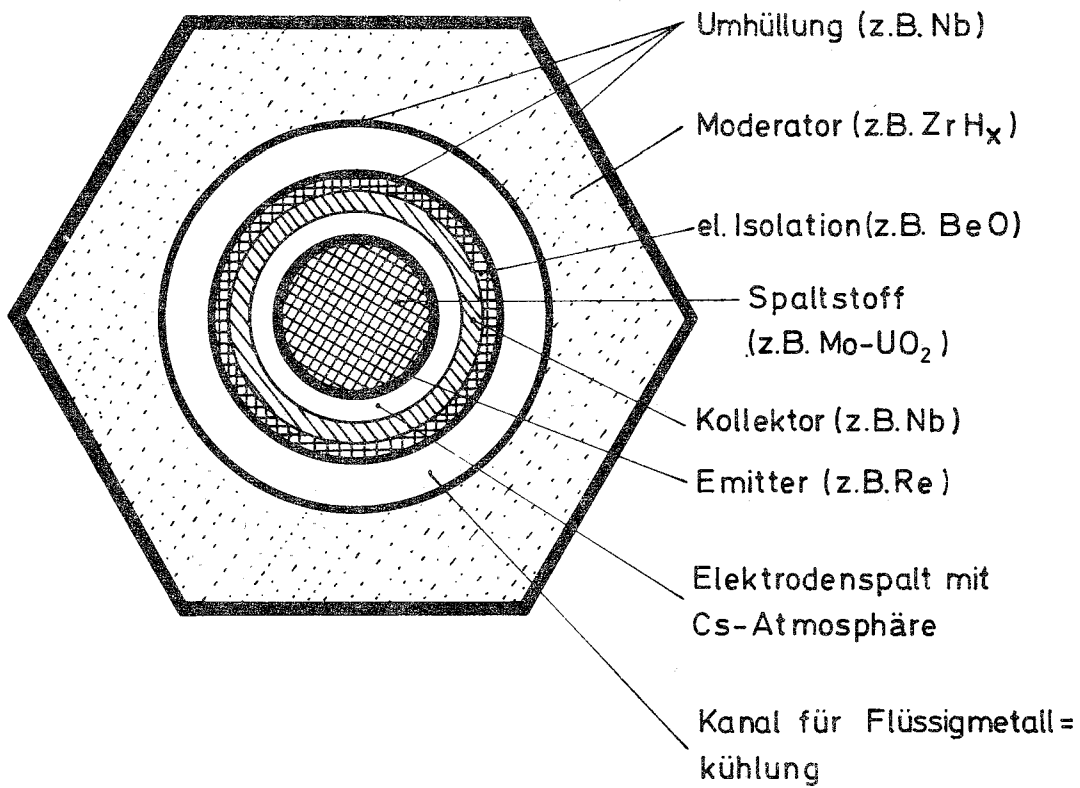


Abbildung 8

Schnitt durch ein Brennelement eines In-Core-Thermionik-Reaktors, nach BUDNICK et al. [35]

abnehmender Klemmenspannung U_0 noch zu. Dies hat zwei Gründe [10]:

- 1) Die Elektronenrückstreuung nimmt mit zunehmendem Kathodenfall stark ab.
- 2) Der Emissionsstrom wächst mit steigender Kathodenfall-Feldstärke aufgrund des Schottkyeffekts, der die Emitteraustrittsarbeit erniedrigt.

Die theoretische Behandlung des gezündeten Bereichs E G L erfordert eine kompliziertere Transporttheorie als der gelöschte Bereich A E. Sie sollte die Emission und Reabsorption von Resonanzstrahlung, die Stoßionisation über verschiedene Anregungsstufen und Rekombination ebenso enthalten wie Potential-, Dichte und Temperaturgradienten; dazu müßten noch geeignete Randbedingungen treten, die - insbesondere im Fall der Doppelschicht am Emitter - die Grenzschichten an den Elektroden richtig beschreiben. Eine solche geschlossene Theorie existiert bisher nicht, vielmehr nur Näherungen, in denen einige dieser Prozesse und Größen enthalten sind [14] [18] [19] [20].

Typische Zahlenwerte für einen gezündeten Cs-Konverter, dessen Arbeitspunkt bei K liegt, sind:

$$T_E \approx 1700 \text{ }^\circ\text{C}$$

$$e\phi_E \approx 3 \text{ eV}$$

$$d \approx 1/10 \text{ mm}$$

$$B < 1/10$$

$$pd > 1/10 \text{ Torr mm}$$

$$j \approx 5 - 10 \text{ A/cm}^2$$

$$U_0 \approx 0,8 - 1 \text{ V}$$

$$N_{el} \approx 5 - 10 \text{ W/cm}^2$$

$$Q_E \approx 50 \text{ W/cm}^2$$

$$\eta \approx 10 \% \\ (\text{maximal bisher } 16-18 \%)$$

Zum Kapitel Konverterphysik gehört auch die Verwendung von Dampfgemischen im thermionischen Konverter. Im Cs-Konverter hat der Cs-Dampf zwei Funktionen zu erfüllen: die Raumladungskompensation und die Erniedrigung der Elektrodenaustrittsarbeiten. Der Cs-Dampfdruck läßt sich für beide Funktionen nicht zugleich optimal einstellen. Verwendet man jedoch zusätzlich zum raumladungskompensierenden Caesium noch einen Erdalkalidampf, so übernimmt der letztere die Rolle der Austrittsarbeitserniedrigung [21]. Dadurch läßt sich der Wirkungsgrad eines Konverters noch etwas steigern, desgl. auch durch einen Zusatz von Cs-Halogenid [22] [23] oder Xenon [24]. Auf nähere

Einzelheiten soll hier nicht eingegangen werden.

Nach diesem kurzen Überblick über den heutigen Stand der Physik des thermionischen Konverters wollen wir uns noch mit seinen möglichen Anwendungen befassen.

3. Anwendungen

3.1 Vorzüge des thermionischen Konverters

Thermionische Konverter besitzen eine Reihe von Vorzügen gegenüber anderen Energiewandlern, was ihre Anwendung in bestimmten Fällen wünschenswert macht [25]. Diese Vorzüge sind:

- 1) Statische Energieumwandlung. - Der thermionische Konverter ist seinem Prinzip nach eine thermodynamische (genauer gesagt "thermoelektrische") Maschine ohne bewegliche Teile, deren Arbeitsstoff das Elektronengas ist. Diese statische Eigenschaft erscheint vorteilhaft im Hinblick auf wartungsfreien Langzeitbetrieb im Welt- raum oder auf unbemannten Wetter- oder militärischen Beobachtungs- stationen.
- 2) Beliebige Teilbarkeit. - Das bedeutet: für den Übergang von einem Experimentierkonverter kleiner Leistung zu einem Konverter höherer Leistung muß man - abgesehen von der Serien- und Parallel- schaltung - nur die Elektrodenflächen entsprechend vergrößern; die optimalen Betriebsparameter bleiben dieselben, ganz im Gegensatz zu einem dynamischen Wandler- system.
- 3) Relativ hoher Wirkungsgrad und hohe Leistungsdichte gegenüber an- deren statischen Wandlertypen (Thermoelemente, Photozellen).
- 4) Hochtemperaturbetrieb. - Sowohl Zuwärme wie Abwärme haben beim thermionischen Konverter relativ hohe Temperaturen. Letzteres ist für die Weltraumfahrt besonders wichtig: da die Abwärme im Welt- raum abgestrahlt werden muß, und da die Abstrahlleistung nach dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz der vierten Potenz der Strahlertem- peratur proportional ist, verringern sich Strahlerfläche und Strah- lergewicht stark mit wachsender Abwärmtemperatur. Auf der Erde hingegen könnte dem thermionischen Konverter wegen seiner hohen Abwärmtemperatur noch ein konventionelles dynamisches Wandler-

system (Turbogenerator) nachgeschaltet werden.

- 5) Geringes Leistungsgewicht. - Dieser Vorzug - eine Folge der Punkte 3) und 4) - macht die Anwendung des thermionischen Konverters im Weltraum besonders attraktiv. Die Kosten für den Transport eines Kilogramm Nutzlast auf eine Erdumlaufbahn belaufen sich nämlich auf 10 000 - 100 000 DM [26]. Sie bestimmen daher praktisch allein die Art der Energiequelle für die elektrische Bordversorgung im Weltraum, vorausgesetzt, daß die zur Auswahl stehenden Energiequellen auch den technischen Anforderungen genügen.

3.2 Anwendungen in der Raumfahrt

Die Anwendung des thermionischen Konverters erscheint aus Kostengründen zunächst nur in der Weltraumfahrt interessant. Als Energiequellen kommen im Weltraum in Frage:

- 1) Sonnenenergie für den Solarkonverter
- 2) Radioisotope für den Nuklidkonverter
- 3) Kernreaktoren für den Thermionikreaktor

- 1) Als Beispiel für einen betriebsfähigen Solarkonverter [27] [28] seien die Daten einer Thermo-Electron-Konstruktion angegeben [25]: Sonnenenergie wird in einem Ni-Hohlspiegel von 1,5 m Durchmesser fokussiert und thermionisch in 180 Watt niedervoltige elektrische Energie umgewandelt. Das Leistungsgewicht gleicht etwa dem einer Sonnenbatterie, nämlich etwa 70 kg/kW_{el} gegenüber $> 100 \text{ kg/kW}_{el}$ bei konventionellen Systemen. Der Vorteil des thermionischen Solarkonverters gegenüber einer Photozellenbatterie liegt in der Strahlungsunempfindlichkeit des Konverters. Dies macht ihn auch im van Allen-Strahlengürtel und für manche militärischen Zwecke verwendbar. Nachteilig ist auf einer Erdumlaufbahn der intermittierende Betrieb mit Abkühlpause im Erdschatten; wegen der hohen Emittertemperatur bedeutet dies eine schädliche Wärmebeanspruchung des Emitters. Ferner muß ein Energiespeicher für die Erdschattenperiode vorhanden sein. Transportschwierigkeiten bereitet der Hohlspiegel, der wegen der geringen Energiedichte der Sonnenstrahlung relativ groß sein muß.

2) Wesentlich kompakter gebaut sind die Isotopenkonverter, die zunehmend an Bedeutung gewinnen [29] [30]. Die amerikanische Atomenergiekommission (AEC) gibt 1967 85 Millionen DM für die Entwicklung von isotopengespeisten elektrischen Energiequellen aus; dabei werden auch thermionische Nuklidkonverter entwickelt. Als Radioisotope kommen die bequem zu handhabenden α -Strahler Cm 242 und 244, Po 210 und Pu 238 sowie eventuell noch die β -Strahler Sr 90 und Pm 147 in Betracht. Da die Wärmequelle dem thermionischen Emitter eine ausreichend hohe Energiedichte liefern muß, wird je nach Radioisotop die Oberfläche der Quelle nur teilweise mit Emittlern belegt und an den übrigen Stellen thermisch isoliert. Schwierigkeiten macht die notwendigerweise sehr hohe Temperatur des Isotops. Nuklidkonverter sind nur bis zu Leistungen von etwa 1 bis 2 kW_{el} vorteilhaft. Darüber wird das Leistungsgewicht im Vergleich zu Reaktoren ungünstiger. Außerdem müssen die für große Nuklidbatterien notwendigen radioaktiven Nuklidmassen im Reaktor erzeugt, abgetrennt, gelagert und zusammengebaut werden, was große Sicherheitsfragen aufwirft. Ein Sicherheitsproblem ist ferner der Transport und der Wiedereintritt eines Satelliten mit Nuklidbatterie in die Atmosphäre. Falls z.B. das Sr 90 einer Isotopenbatterie von nur 100 W_{el} (entsprechend einer β -Quellstärke von etwa 1 M-Curie) in der unteren Atmosphäre verteilt wird, so erhöht sich deren Radioaktivität wie nach einer 3 Mt-Kernexplosion [29] [31]. Ein weiterer Nachteil ist, vor allem bei großen Leistungen, die nicht-abschaltbare und -regelbare Leistung. Das kann jedoch, wie man an dem ungewollten automatischen Abschalten des SNAP 10 A-Reaktors im Weltraum gesehen hat [29], auch als Vorteil angesehen werden. Damit kommen wir auf die Vorteile der Isotopenkonverter zu sprechen:

1. Radionuklide garantieren eine entsprechend der Halbwertszeit gesicherte kontinuierliche Wärmeleistungsabgabe.
2. Nuklidkonverter sind auch für sehr kleine Leistungen vorteilhaft.

Der Kilowattstundenpreis einer Nuklidbatterie ist natürlich umso niedriger, je länger sie läuft. Er beträgt bei Verwendung der oben genannten α -Strahler mindestens etwa 250 DM; (bei einer Taschenlampenbatterie beläuft sich der Kilowattstundenpreis auf etwa 100 DM) [32].

Als Anwendungsbeispiel für einen thermionischen Isotopenkonverter sei ein in den USA entwickelter und 1965 fertiggestellter Konverter angeführt: das System SNAP 13, das als Alternative zu SNAP 11 entwickelt wurde, welches als Energiequelle im Surveyor-Programm benutzt wird [30]. SNAP 13 verwendet als Isotop den α -Strahler Cm 242 mit daran angeschlossenen Niedertemperaturkonverter. Die Leistung ist $12,5 W_{el}$ bei 1 V Spannung. Die vorgesehene Betriebsdauer ist 90 Tage. Das Leistungsgewicht beträgt 150 kg/kW_{el} . Inzwischen sind größere Anlagen im Bereich von $100 W_{el}$ bis zu einigen kW_{el} in Entwicklung. Darin sollen die α -Strahler Cm 244 oder Po 210 verwendet und bessere Leistungsgewichte erreicht werden [33].

- 3) Zum Schluß wollen wir uns den sog. Thermionikreaktoren zuwenden, d.h. Kernreaktoren mit thermionischen Konvertern als Energiewandlern. Von diesen Systemen existieren bisher nur teilweise entwickelte und untersuchte Komponenten sowie Konzepte für Thermionikreaktoren. Die vorgeschlagenen Modelle lassen sich in zwei Gruppen unterteilen:

a) In-Core-Thermionik

Bei diesem Konzept werden die Brennelemente eines Hochtemperaturreaktors als zylindrische Emitter von thermionischen Konvertern ausgebildet (Abb. 8) [25] [34] [35]. Der Durchmesser eines Emitterpellets beträgt etwa 1 cm, die Länge einige cm. Der Brennstoff ist UO_2 oder auch UC, gemischt mit ZrC. Das Emitter-Cladding der Pellets, das auch wegen des Spaltgases und als Uran-Diffusionsbarriere notwendig ist, besteht aus Wolfram oder Rhenium. Der Elektrodenspalt beträgt etwa $1/2 \text{ mm}$. Der Kollektor besteht aus Niob, Molybdän oder einem anderen geeigneten Material. Er trägt eine aufgespritzte keramische Isolierschicht und darüber ein Cladding als Korrosionsschutz gegen die Flüssigmetallkühlung. Der Kollektor muß gegenüber dem elektrisch leitenden Kühlmittel isoliert sein, weil man die verschiedenen Konverter eines Brennelements in Serie schalten will, um höhere Ausgangsspannungen zu erreichen. Als Moderator des thermionischen Reaktors kommen Zirkonhydrid und Yttriumhydrid in Frage, die mit Umhüllung bis zu Temperaturen um 1000°C brauchbar sein sollen. Der Thermionikreaktor ist von einem Berylliumreflektor umgeben, über dessen Durchlässigkeit er geregelt werden kann. Beim Abbrand denkt man an

10 000 - 20 000 MWd/t [32].

Die thermionischen Konverter im Reaktorcore bedeuten offenbar eine Verdünnung des Spaltstoffes; außerdem sind die hochschmelzenden Emittiermetalle starke Absorber thermischer Neutronen. Der Reaktor ist deshalb in seinen Abmessungen und seinem Gewicht nicht durch die gewünschte Leistung, falls diese unter einigen 100 kW_{el} liegt, sondern kritikalitätsbegrenzt [35]. Das macht Thermionikreaktoren dieser Art erst ab ungefähr 100 kW_{el} interessant. - Ein etwas anderes Konzept verfolgten die Firmen Siemens und Interatom [33] [35]. Sie arbeiteten an der Entwicklung eines Thermionikreaktors mit 5-50 kW elektrischer Leistung, der nur im inneren Coreteil Thermionikelemente enthält. Kritikalität wird durch einen äußeren Mantel aus spaltbarem Material erreicht, dessen Spaltwärme weggekühlt und nicht genutzt wird.

Schwierigkeiten beim In-Core-Konzept macht vor allem der nuklear beheizte Emitter. Der Spaltgasdruck ist bei der hohen Emittiertemperatur etwa 10 mal so groß wie in bisher gebauten Hochtemperaturreaktoren. Eine Spaltgasableitung wird deshalb erwogen, um ein Schwellen des Emitters über etwa 10 000 Betriebsstunden zu verhindern; letzteres wäre schlimm wegen des kleinen Elektrodenabstandes. Eine weitere Schwierigkeit bedeutet die Diffusion von Uran durch das Emitter-Cladding, was man durch Diffusionsbarrieren aus Wolfram oder Rhenium zu verhindern sucht. Die schlechte Wärmeleitfähigkeit des UO_2 kann man durch Verwendung von Cermets umgehen. Immerhin sind in den USA mit nuklear beheizten Thermionikwandlern bereits Lebensdauern von mehr als 4000 h gemessen worden, ohne daß ein Konverterausfall eingetreten ist [29] [33]. - Weitere Schwierigkeiten macht der Moderator bei Temperaturen um 1000°C , jedoch scheint man sie mit der Verwendung von umhülltem ZrH_x oder YH_x überwinden zu können. - Schnelle Reaktoren sind wegen des größeren Spaltstoffeinsatzes noch teurer und noch mehr kritikalitätsbegrenzt, bringen jedoch bei hohen Leistungen günstigere Leistungsgewichte, bereiten keine Moderatorprobleme und sind einfacher gebaut.

b) Out-Core-Thermionik

Die zweite Gruppe der Thermionikreaktoren ist durch die sog. Out-Core-Thermionik gekennzeichnet. Hierbei befinden sich die thermionischen Wandler außerhalb des Reaktors. Der Wärmetransport vom Core nach außen erfolgt in sog. Heat Pipes [36], an deren Entwicklung ebenfalls bei uns gearbeitet wird [37]. Bei schnellen Reaktoren erwägt man auch konventionelle Wärmeleitung [34], da die Heat Pipes eine noch stärkere Spaltstoffverdünnung darstellen als die In-Core-Konverter. Der Vorteil des Out-Core-Konzepts liegt in der Trennung von Reaktor und Energiewandler. Die Leistungsgewichte sind jedoch schlechter als beim In-Core-Konzept [34]. Große Schwierigkeiten sind beim Bau der Emitter-Heat Pipes zu überwinden, die bei etwa 2000 °K über Tausende von Stunden laufen sollen. Dagegen machen die Kollektor-Heat Pipes bei Betriebstemperaturen um etwa 1000 °K kaum noch Schwierigkeiten; ihre Verwendung zur Kollektorkühlung würde eine wesentliche Einsparung an Strahlergewicht bringen.

4. Résumé

Von den physikalischen Vorgängen im thermionischen Konverter hat man heute ein vernünftiges Bild erarbeitet. Der nichtgezündete Niederdruck- und Diffusionsbereich ist relativ gut verstanden. Im gezündeten Bereich gibt es jedoch noch keine gute Theorie des Konverters. Insbesondere kennt man noch immer nicht den Mechanismus der Volumionisation und hat noch keinen einwandfreien experimentellen Beweis für die Existenz der Emitter-Doppelschicht im behinderten Entladungsbereich. Weitere Arbeit ist noch auf dem Gebiet der Emitterphysik nötig. Ferner muß die Rolle von Dampfzusätzen, auch von Spaltgasen, genauer untersucht werden.

Was die praktische Anwendung des thermionischen Konverters betrifft, so hat man bereits betriebssichere Systeme kleiner Leistung von Solar und Isotopenkonvertern gebaut. Von den Thermionikreaktoren wurden dagegen bisher nur einzelne Komponenten experimentell untersucht und Reaktorkonzepte erarbeitet. Fernziel ist der Bau von Thermionikreaktoren im Leistungsbereich von 1 bis 100 kW_{e1} mit Leistungsgewichten unter 30 kg/kW_{e1} und Betriebsdauern von mindestens einem Jahr.

Hier sind noch viele Probleme zu lösen: beim In-Core-Konzept z.B. das Schwellen des nuklear beheizten Emitters; der Spaltgaseintritt in den Elektrodenraum und die Veränderung der Kennlinien dadurch, die Versprödung des Emitter-Cladding und die Brüchigkeit der Pellets bei hoher Temperatur, der Wasserstoffverlust des Moderators, die Regelung des Reaktors, die Sicherheitsprobleme beim Transport und dergleichen mehr; das spezielle Hauptproblem des Out-Core-Konzepts besteht in der Entwicklung von Emitter-Heat Pipes mit langer Lebensdauer.

Literaturverzeichnis

- [1] W. SCHLICHTER: Dissertation, Göttingen 1915 und Annalen der Physik 4/47, 573 (1915)
- [2] P.M. MARCHUK: Trudy Instituta Fiziki, Akademija Nauk Ukrain-skoj S.S.R. 7, 3 (1956)
- [3] J.B. TAYLOR, I. LANGMUIR: Physical Review 44, 423 (1933)
- [4] K.H. KINGDON, I. LANGMUIR: Physical Review 21, 380 (1923)
- [5] H.-U. KAROW: Nukleonik 9, 161 (1967)
- [6] F. REISS: Externer Bericht INR-4/66-8, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1966
- [7] R.H. BULLIS, W.J. WIEGAND: Report on the IEEE Thermionic Con-
version Specialist Conference, Cleveland 1964
- [8] W.H. REICHELT: Int. Conf. on Thermionic Electrical Power
Generation, Session 5, London 1965
- [9] N.S. RASOR: Int. Conf. on Thermionic Electrical Power
Generation, Session 3a, London 1965
- [10] H. BULLIS, L.K. HANSEN, J.M. HOUSTON, M.F. KOSKINEN, N.S.
RASOR, C. WARNER: Report on the IEEE Thermionic Conversion
Specialist Conference, San Diego 1965
- [11] W.H. REICHELT, W.J. WIEGAND: Report on the IEEE Thermionic
Conversion Specialist Conference, San Diego 1965
- [12] L.K. HANSEN, C. WARNER: Report on the IEEE Thermionic Con-
version Specialist Conference, Gatlinburg 1963
- [13] C. WARNER: Report on the IEEE Thermionic Conversion Specialist
Conference, Gatlinburg 1963
- [14] E.O. JOHNSON: RCA Review 16, 498 (1955)
- [15] R.H. BULLIS, W.J. WIEGAND, D.W. BELL: Int. Conf. on Thermionic
Electrical Power Generation, Session 5, London 1965
- [16] R.E. STICKNEY, A.G.F. KNIAZZEH: 26th Annual Conf. on Physical
Electronics, M.I.T. Cambridge (Mass.) 1966
- [17] C. WARNER: 26th Annual Conf. on Physical Electronics, M.I.T.
Cambridge (Mass.) 1966

- [18] L.K. HANSEN: Report on the IEEE Thermionic Conversion Specialist Conf., San Diego 1965
- [19] D.R. WILKINS, E.G. GYFTOPOULOS: Report on the IEEE Thermionic Conversion Specialist Conf., San Diego 1965
- [20] C. WARNER: Report on the IEEE Thermionic Conversion Specialist Conf., San Diego 1965
- [21] J. PSAROUTHAKIS: American Institute of Aeronautics and Astronautics Journal 4, 1201 (1966)
- [22] R. LANGPAPE. A. MINOR: Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation, Session 3b, London 1965
- [23] D. LIEB: Report on the IEEE Thermionic Conversion Specialist Conf., San Diego 1965
- [24] E.S. BEKMUKHAMBEDOV, YU. K. GUS'KOV, S.YA. LEBEDEV: Zurnal techniceskoj fiziki 35, 1707 (1965)
- [25] J.M. HOUSTON: Northeast Electronic Research Engineering Meeting, Newton (Mass.) 1965
- [26] E. WOLF, W. HAUG: Atomkernenergie 10, 333 (1965)
- [27] S.G. MERRA, J.H. WEINSTEIN: Report on the IEEE Thermionic Conversion Specialist Conference, Gatlinburg 1963
- [28] P. ROUKLOVE: Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation, Session 8, London 1965
- [29] Space Nuclear Power Generators; Hearings before the Joint Committee on Atomic Energy, Congress of the USA, August 6, 1965
- [30] R.T. CARPENTER: Large Scale Applications of Isotopic Power; Vol. 1; Proc. of the American Nuclear Society National Topical Meeting, Augusta (Georgia) 1966
- [31] K. EINFELD, R.A. LAUFFHER: Energieversorgung im Weltraum, München 1966
- [32] R. PRUSCHEK: Energieversorgung im Weltraum, München 1966
- [33] K. EINFELD: Jahrestagung der Deutschen Gesellschaft für Raketentechnik und Raumfahrt und der Wissenschaftlichen Gesellschaft für Luft- und Raumfahrt, Bad Godesberg 1966 und INTERATOM-Bericht INTAT-48

- [34] L.W. PERRY, W.G. HOMEYER: Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation, Session 8, London 1965
- [35] D. BUDNICK, K. JANNER, W. JUNG, W. OLDEKOP, M. PEEHS: Energieversorgung im Weltraum, München 1966
- [36] C.A. BUSSE, R. CARON, C. CAPPELLETTI: Int. Conf. on Thermionic Electrical Power Generation, Session 2, London 1965
- [37] S. DORNER, F. REISS, K. SCHRETZMANN: KFK-Bericht 512, Kernforschungszentrum Karlsruhe 1967