

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

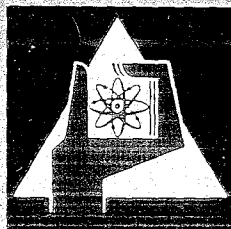
März 1970

KFK 1163

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Ein Druckausgleichsverschluß für Reaktorbrennelemente mit
Sperrflüssigkeit und porösem Körper

F. E. Reiß, S. Dorner



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

März 1970

KFK 1163

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Ein Druckausgleichverschluß für Reaktorbrennelemente mit Sperrflüssigkeit
und porösem Körper

F. E. Reiß

S. Dorner

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

I n h a l t

Abstract

Zusammenfassung

1. Einleitung

2. Mathematisches Modell

2.1 Formulierung des Modells

2.2 Diskussion der Lösung

3. Bemerkungen zur Benetzbarkeit

4. Doppeltwirkender benetzungsunabhängiger Kapillarverschluß

4.1 Arbeitsprinzip mit benetzenden Flüssigkeiten

4.2 Arbeitsprinzip mit nicht benetzenden Flüssigkeiten

5. Verschiedene Realisierungsmöglichkeiten des Grundvorschlags

6. Vergleich mit anderen Sperrsystemen

7. Literatur

8. Abbildungen

Abstract

This work theoretically investigates the stable configurations of liquids in porous media. This study leads to a new concept for a pressure release valve for reactor-fuel-elements which utilizes a wetting or a nonwetting liquid on both sides of a porous disc. The modus operandi of this valve is discussed and its properties are compared with those of the known simple porosity-based valve and those of the pure hydrostatic valve. The new device shows some advantages over known concepts.

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit untersucht theoretisch die stabilen Konfigurationen von Flüssigkeiten in porösen Körpern. Diese Überlegungen führen zu einem Druckausgleichsverschluß für ein Reaktorbrennelement, der eine benetzende oder auch nichtbenetzende Sperrflüssigkeit auf beiden Seiten einer Fritte benutzt. Die Arbeitsweise dieses Sperrelements wird untersucht und seine Eigenschaften werden verglichen mit denen des bekannten einfachen Frittenverschlusses und des Siphon- und Tauchglockenprinzips. Der hier angegebene Verschluß besitzt den bekannten gegenüber einige Vorteile.

1. Einleitung

Im Zuge der Diskussion zum "vented-fuel"-Konzept wurden u. a. ventilierte Brennelemente vorgeschlagen, die sich einer Flüssigkeit als Absperrorgan bedienen. Die vom Spaltgas passierten Oberflächen der Flüssigkeitsschicht sind bei den bisherigen Vorschlägen entweder beide unter Schwerkrafteinfluß gebildete Flüssigkeitsspiegel wie beim Tauchglockenprinzip [1], [2], oder eine Oberfläche bildet sich unter überwiegendem Einfluß der Schwerkraft und die andere unter überwiegendem Einfluß der Oberflächenkräfte im Kontakt mit einem porösen Körper. Dieser kann als Sinterkörper mit unregelmäßiger Porosität oder auch durch definiert hergestellte Spalte oder Bohrungen verwirklicht werden [3].

Für die Wirksamkeit eines Absperrsystems mit porösem Körper kommt es wesentlich darauf an, daß die Sperrflüssigkeit die poröse Wand nicht unter der Wirkung der herrschenden Kräfte durchströmt und sich ihrer Sperraufgabe durch Abfließen entzieht.

Die vorliegende Arbeit untersucht theoretisch das Verhalten von Flüssigkeiten im Kontakt mit porösen Körpern. Die Ergebnisse dieser Betrachtung werden auf das Druckausgleichssystem von Reaktorbrennelementen mit Sperrflüssigkeit und porösem Körper angewendet.

2. Mathematisches Modell

2.1 Formulierung des Modells

Wir untersuchen im folgenden an einem einfachen Modell das Eindringen einer Flüssigkeit in einen porösen Körper. Dabei vernachlässigen wir die evtl. veränderliche Porenweite und Porenform und die möglicherweise vorhandene Verbindung der Poren untereinander und betrachten den porösen Körper als Parallelschaltung vieler gleicher Kreiskapillaren.

Das Hagen-Poiseuille'sche Gesetz für laminare Strömung im Kreisrohr lautet [4]:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{\pi r^4}{8\eta} \cdot \frac{\Delta p}{h} \quad (1)$$

Es bedeuten V das Volumen, t die Zeit, r den Rohrradius, η die Zähigkeit und Δp den für die Förderung der Flüssigkeitssäule der Länge h auf dieser Strecke zur Verfügung stehenden Differenzdruck. Dividieren wir Gl. (1) auf beiden Seiten durch den überall gleichen Rohrquerschnitt $r^2\pi$, so kommt

$$\frac{dh}{dt} = \frac{r^2}{8\eta} \cdot \frac{\Delta p}{h} \quad (2)$$

Wir verschaffen uns einen Ausdruck für die wirksame Druckdifferenz Δp . Diese setzt sich, wenn wir den Differenzdruck der beiden von der Flüssigkeitssäule getrennten Gasräume vernachlässigen, zusammen aus Kapillardruck p_K und hydrostatischem Druck p_H

$$\Delta p = p_K + p_H \quad (3)$$

Für den Kapillardruck p_K gilt die Laplace'sche Formel [5] in vereinfachter Form

$$p_K = \frac{2\sigma}{R} \quad (4)$$

σ ist die Oberflächenspannung der Flüssigkeit gegen das darüber befindliche Gas und R der Radius der als Kugelkalotte angenommenen Meniskusfläche. Diese Annahme ist für enge Kapillaren zulässig.

Für den Zusammenhang des Krümmungsradius R des Meniskus mit dem Kapillarenradius r findet man ebenfalls unter Annahme von Kugelgestalt des Meniskus leicht

$$R = \pm \frac{r}{\cos\theta} \quad (5)$$

θ ist hier der (innerhalb der Flüssigkeit gemessene) statische Rand- oder Benetzungswinkel, er liegt für benetzende Flüssigkeits-Festkörperpaarungen bekanntlich zwischen 0° und 90° , für nicht benetzende Anordnungen zwischen 90° und 180° . In Gl. (5) gilt das Pluszeichen für den benetzenden, das Minuszeichen für den nicht benetzenden Fall.

Zur Formulierung des hydrostatischen Drucks p_H verabreden wir, daß die h-Achse antiparallel zur Schwerkraft gerichtet sei. Der Nullpunkt der Zählung liege an dem Ende der Kapillaren, das dem Flüssigkeitsreservoir zugewandt ist, vgl. Abb. 1. Die Füllhöhe, bis zu der die Flüssigkeitsschicht über bzw. unter der Fritte steht, bezeichnen wir mit f und nehmen an, daß f während des Eindringens der Flüssigkeit in die Fritte konstant bleibt. Mit diesen Festsetzungen finden wir für den Fall der Flüssigkeitsströmung nach unten

$$p_H = - \zeta g (h-f) \quad (6')$$

und für den Fall der Flüssigkeitsströmung in den Kapillaren nach oben

$$p_H = - \zeta g h \quad (6'')$$

weil hier der hydrostatische Druck der Flüssigkeit bis zur Höhe f von den Wänden des Reservoirs gehalten wird. ζg bedeutet in üblicher Weise das Gewicht einer Volumeneinheit der Flüssigkeit.

Führt man die Gleichungen (3) bis (6) in Gl. (2) ein, so kommt

$$\frac{dh}{dt} = \frac{r^2}{8\eta} \cdot \frac{1}{h} \left(\pm \frac{2\sigma \cos\theta}{r} - \zeta g (h-f) \right) \quad (7)$$

Das Pluszeichen gilt bei benetzenden, das Minuszeichen bei nicht benetzenden Flüssigkeiten. Im Term für den hydrostatischen Druck ist für Strömung nach unten f mit seinem aktuellen Wert einzusetzen, für Strömung nach oben gilt $f \equiv 0$.

Gl.(7) ist die Differentialgleichung, die die Veränderung der Eindringtiefe h der Flüssigkeit in die Kapillare mit der Zeit beschreibt. Um sie leichter diskutieren zu können, führen wir einige Umformungen durch. Die Gleichgewichtssteighöhe der Flüssigkeit in der Kapillaren sei h_0 . Für h_0 gilt [4]

$$h_0 = \frac{2\sigma \cos\theta}{\zeta g} \quad (8)$$

Das Vorzeichen von $\cos\theta$ entscheidet über das Vorliegen von Kapillaraszension oder -depression.

Wir gehen zu dimensionslosen Variablen über, indem wir setzen

$$H = \frac{h}{h_0} \quad (9)$$

$$F = \frac{f}{h_0} \quad (10)$$

$$T = t \cdot \frac{r^2 e g}{8 \eta \cdot h_0} = t \cdot \frac{r^3 e^2 g}{16 \eta \cos \theta} \quad (11)$$

Mit den Gln. (8) bis (11) und unter Beachtung der Vorzeichenwahl finden wir aus Gl. (7)

$$\frac{dH}{dT} = \frac{1}{H} (1+F-H) \quad (12)$$

Die allgemeine Lösung dieser Gleichung ist [6]

$$T = -H - (1+F) \ln(1+F-H) + G \quad (13)$$

Die Integrationskonstante G bestimmen wir aus der Anfangsbedingung, daß zur Zeit $t = 0$ die Flüssigkeitsoberfläche in der Höhe $h = 0$ stehen soll. Dann kommt

$$T = -H - (1+F) \ln\left(\frac{1+F-H}{1+F}\right) \quad (14)$$

Hier gilt analog den Verhältnissen bei Gl. (7), daß für Strömung abwärts F seinen aktuellen Wert hat, für Strömung aufwärts ist jedoch $F \equiv 0$. Der Wertebereich der dimensionslosen Zeit $T \leq 0$ gilt nach Gl. (11) für nicht benetzende Flüssigkeiten, der Bereich $T \geq 0$ für benetzende.

2.2 Diskussion der Lösung

Im folgenden diskutieren wir die mit unserer Konfiguration verträglichen Spezialfälle von Gl. (14),

1. Fritte liegt über der Flüssigkeit, Strömung nach oben, d.h. $F \equiv 0$, vgl. Abb. 1b. Aus Gl. (14) wird

$$T = -H - \ln(1-H) \quad (15)$$

1.1 $T \geq 0, H \geq 0$

Der Verlauf der Funktion Gl. (15) in einem T,H-Koordinatensystem im 1. Quadranten beschreibt das Verhalten einer benetzenden Flüssigkeit beim Fluß nach oben. Abb. 2 zeigt, daß die Steighöhe sich für große Zeiten T asymptotisch dem Grenzwert $H = 1$ oder im realen System der Gleichgewichtssteighöhe h_0 nähert.

1.2 $T \leq 0, H \leq 0$

Der Verlauf der Funktion Gl. (15) im 3. Quadranten eines T,H-Koordinatensystems beschreibt das Verhalten einer nicht benetzenden Flüssigkeit beim Aufstieg in eine Kapillare. In 3. Quadranten hat Gl. (15) kein reelles Bild, die Flüssigkeit bleibt in der Ausgangskonfiguration stehen.

2. Fritte liegt unter der Flüssigkeit, Strömung nach unten, vgl. Abb. 1a.

2.1 $T \geq 0, H \leq 0, F \geq 0$

Gl. (14) bleibt formal unverändert, der Wertebereich der einzelnen Größen folgt jedoch vorstehender Vereinbarung.

Das Bild von Gl. (14) im 4. Quadranten eines T,H-Koordinatensystems mit der Festsetzung $F \geq 0$ beschreibt das Verhalten einer benetzenden Flüssigkeit, die im Zeitpunkt $T = 0$ auf eine Fritte gebracht wird. Abb. 3 zeigt den prinzipiellen Verlauf der Kurve. Die Flüssigkeit dringt unabhängig von der ursprünglichen Füllhöhe F mit wachsender Zeit immer tiefer in die Fritte ein. Eine endlich ausgedehnte Fritte wird schließlich völlig durchdrungen.

2.2.1 $T \leq 0, H \geq 0, -1 < F \leq 0$

Das Bild von Gl. (14) im 2. Quadranten eines T,H-Koordinatensystems unter den vorstehenden Einschränkungen beschreibt das Verhalten einer nicht benetzenden Flüssigkeit, die im Zeitpunkt $T = 0$ in einer Füllhöhe f auf die Fritte gebracht wird, die kleiner ist als der Betrag der Kapillardepression. Gl. (14) liefert kein reelles Bild im 2. Quadranten unter den obigen Voraussetzungen, d.h. die Flüssigkeit bleibt in der Ausgangskonfiguration auf der Fritte stehen.

2.2.2 $T \leq 0, H \geq 0, F \leq -1$

Das Bild von Gl. (14) im 2. Quadranten eines T,H-Koordinatensystems unter den vorstehenden Einschränkungen beschreibt das Verhalten einer nicht benetzenden Flüssigkeit, die im Zeitpunkt $T = 0$ in einer Füllhöhe f auf die Fritte gebracht wird, die größer ist als der Betrag der Kapillardepression. Abb. 4 zeigt, daß für diesen Fall H monoton mit $-T$ wächst, d.h. die nicht benetzende Flüssigkeit dringt beliebig weit in die Fritte ein und wird durch eine endlich ausgedehnte Fritte vollständig hindurchgedrückt.

Die Diskussion der dynamischen Kapillargleichung hat zwei stabile Konfigurationen ergeben, erstens benetzende Flüssigkeit von unten in die Fritte hochgesaugt und zweitens nicht benetzende Flüssigkeit auf einer Fritte, wobei die Füllhöhe unter dem Betrag der Kapillardepression bleiben muß. Diese Lösungen sind anschaulich zu erwarten und einleuchtend.

Bei der Anwendung der vorstehenden Ergebnisse auf reale Fritten, deren Poren veränderliche Durchmesser aufweisen, ist im Fall der nicht benetzenden Flüssigkeit zu beachten, daß sich die maximale Kapillardepression und damit der Druck, der die nicht benetzende Flüssigkeit durch die Fritte treibt, nach dem hydraulischen Radius der engsten Stelle längs des Kanals bemißt.

3. Bemerkungen zur Benetzbarkeit

Wir stellen im folgenden einige Tatsachen über den Benetzungswinkel θ zusammen.

Für den Cosinus des Benetzungswinkels θ an der Berührungslinie aller Phasen in einem Dreiphasensystem gilt die bekannte Young'sche Gleichung [4]

$$\cos \theta = \frac{\sigma_{\text{gas sol}} - \sigma_{\text{liq sol}}}{\sigma_{\text{gas liq}}} \quad (16)$$

σ bedeutet die spezifische Oberflächenenergie zwischen den jeweils durch die Indizes angegebenen Phasen. Der Benetzungswinkel ist eine Funktion der Oberflächenenergie jeder der beteiligten Phasen. Der Benetzungswinkel ist hier der statisch sich einstellende Randwinkel der Flüssigkeit. Die Differenzen zwischen Vorzug-, Rückzug- und statischem Randwinkel bleiben hier außer acht. Gl.(16) stellt das Kraftgleichgewicht in der Ebene normal zur Randlinie dar und gilt, wie nähere Untersuchungen zeigen [7][8], auch bei veränderlicher und verschwindender Schwerkraft.

Die Oberflächenenergien und damit die Benetzbarkeit oder Nichtbenetzbarkeit eines Festkörpers durch eine Flüssigkeit hängen stark von Verunreinigungen der Flüssigkeit und der bespülten Oberflächen ab. Als Beispiel aus der Reihe der flüssigen Metalle erwähnen wir Quecksilber, das rostfreien Stahl unter sauberen Bedingungen nicht benetzt [9]. Bei Zusatz von 80 ppm Mg und 40 ppm Ti und einer anfänglichen Wärmebehandlung bei 500°C wird jedoch völlige Benetzung erzielt.

Bei Fritten und Sperrflüssigkeiten in Reaktor Umgebung sind wegen der durchtretenden Spaltprodukte und der Reaktorstrahlung Änderungen in der Benetzbarkeit nicht von vorne herein auszuschließen. Insbesondere besteht bei den schon vorgeschlagenen Frittenverschlüssen mit nicht benetzenden Flüssigkeiten die Gefahr, daß durch Änderung der Flüssigkeitseigenschaften oder durch Veränderungen an der Fritte (z.B. Kondensation oder Adsorption von Spaltprodukten, Korrosion durch Spaltprodukte) die Sperrflüssigkeit abläuft.

4. Doppeltwirkender benetzungsunabhängiger Kapillarverschluß

Die geschilderten Benetzungsveränderungen sind unerheblich bei einem Fritten-sperrelement, das sowohl mit benetzenden als auch mit nicht benetzenden Flüssigkeiten arbeitet und das auch bei einem Wechsel der Benetzungseigenschaften während des Betriebs funktionsfähig bleibt.

In einer einfachen Ausführungsform besteht ein solches Sperrelement vgl. Abb. 5 a, aus einem Topf T, in den konzentrisch bis nahe zum Boden ein Innenrohr R eintaucht. Das Innenrohr ist unten mit einer Fritte F abgeschlossen. Die Verbindung zwischen Innenrohr und Topf wird durch Streben oder Stege S hergestellt. Die Anordnung werde soweit mit Flüssigkeit gefüllt, daß die Fritte völlig untergetaucht ist.

4.1 Arbeitsprinzip mit benetzenden Flüssigkeiten

Wir idealisieren für die folgende Untersuchung die Fritte zu einem Gebilde mit Kanälen gleichen Durchmessers, der längs der Kanäle konstant ist. Die Kanäle brauchen nicht parallel oder gleichlang zu sein.

Wenn die Sperrflüssigkeit das Frittenmaterial benetzt, werden die Hohlräume der Fritte in Abb. 5a mit Flüssigkeit gefüllt sein. Nun beaufschlagen wir die Flüssigkeitsoberfläche im Innenrohr R mit einem Druck p_D . Unter seiner Wirkung wird Flüssigkeit durch die Fritte hindurch verdrängt, zunächst bis zu der Konfiguration, wo der Flüssigkeitsspiegel im Innenrohr gerade bis zur Frittenoberfläche abgesunken ist, vgl. Abb. 5b. Beim Übergang von der Konfiguration nach Abb. 5a zu der nach Abb. 5b arbeitet das Sperrelement wie ein normaler Siphon mit dem Unterschied, daß die Fritte als Strömungswiderstand für die Flüssigkeit verlangsamend und im Fall von Schwingungen dämpfend auf den Druckausgleichsvorgang wirkt. Sobald die Flüssigkeitsoberfläche im Innenrohr aus der Summe der (als gleichartig angenommenen) Menisken in den Frittenporen besteht, muß zur weiteren Verschiebung der Flüssigkeit zusätzlich zum hydrostatischen Druck beim reinen Siphonprinzip noch der Kapillardruck p_K nach Gln.(4) und (5) aufgebracht werden. Das gilt unab-

hängig von der Dicke der Fritte und hängt nur vom Bestehen gekrümmter Flüssigkeitsoberflächen ab. In dem Moment, wo die Flüssigkeit vollständig aus der Fritte ausgetrieben ist, arbeitet das Element wieder als normaler Siphon, vgl. Abb. 5c, nun mit der Fritte als Strömungswiderstand im Gasweg mit denselben Wirkungen wie oben aufgeführt. Diese völlige Trennung der Flüssigkeit von der Fritte wird nur bei hohen Gasdurchsätzen auftreten. Bei kleinen Durchsätzen werden die Menisken aus den Poren mit den jeweils größten wirksamen Kapillardurchmessern ausgetrieben, im großen und ganzen bleibt die Flüssigkeit jedoch in Kontakt mit der Fritte und der Durchlaßdruck des Sperrelements setzt sich, abgesehen von dem Druck, der zur Bildung der Gasblasen nötig ist, aus dem hydrostatischen und dem Kapillardruck zusammen.

Verschwindet der Überdruck im Innenrohr R, so kehrt das System von selbst in den Ausgangszustand nach Abb. 5 a zurück. Dabei ist vorausgesetzt, daß die Flüssigkeitsmenge erhalten bleibt, daß nichts überfließt, mitgerissen wird oder verdampft.

Wir lassen nun in der Anordnung nach Abb. 5a den Überdruck auf die Flüssigkeitsoberfläche im Topf T wirken. Wieder wird vom Außenraum durch die bremssende Fritte Flüssigkeit in das Innenrohr R gedrückt, bis die ersten mit Flüssigkeit gefüllten Poren vom Gas direkt beaufschlagt werden. Dabei steht noch ein Flüssigkeitssumpf unterhalb der Fritte. Nun kann das Gas nur wieder gegen die Summe aus hydrostatischem und Kapillardruck das Sperrelement passieren. Beim Verschwinden der Druckdifferenz fällt das Element in seinen Ausgangszustand zurück.

Für normale Fritten ist der Kapillardruck in den beiden möglichen Durchgangsrichtungen gleich. Das Verhältnis der hydrostatischen Drücke, die sich in den beiden möglichen Durchlaßzuständen einstellen, kann man jedoch durch Wahl des Verhältnisses der freien Flüssigkeitsoberflächen im Innenrohr und im Topf wählen.

An realen Fritten muß man berücksichtigen, daß sich der Druck, bei dem sich eine benetzende Flüssigkeit völlig aus einem Kanal mit über die Kanallänge variablem Durchmesser auspressen läßt, nach dem kleinsten Wert des Durchmessers längs des Kanals richtet. Von den verschiedenen Poren werden also die mit den größten Kleinstdurchmessern bei wachsendem Druck zuerst Gas durchlassen.

4.2 Arbeitsprinzip mit nicht benetzenden Flüssigkeiten

Wir betrachten die Anordnung nach Abb. 5a nun unter der Voraussetzung, daß sie mit einer die Fritte nicht benetzenden Flüssigkeit gefüllt sei.

Wir füllen das Sperrelement so, daß die Flüssigkeitsspiegel im Innenrohr R und im Topf gleichhoch stehen und die Fritte bedeckt ist. Zunächst idealisieren wir die Fritte wieder zu einem Gebilde mit (nicht notwendig senkrecht verlaufenden oder auch nur untereinander parallelen) Kanälen mit gleichem und längs der Kanäle gleichbleibendem wirksamen Kapillarradius. Die Kapillar-depression h_0 der Sperrflüssigkeit in den Frittenkanälen bestimmt sich nach Gl. (8). Wir unterscheiden unter diesen Voraussetzungen drei verschiedene Ausgangslagen:

- 1.) Die Eintauchtiefe des Unterrandes der Fritte ist kleiner als der Betrag der Kapillar-depression, vgl. Abb. 6a. Das impliziert bei dieser Anordnung auch, daß die Dicke der Fritte kleiner ist als der Betrag der Kapillar-depression. In diesem Fall wird keine Flüssigkeit in die Fritte eindringen. In ihr befindet sich Gas aus der Atmosphäre, unter der die Füllung vorgenommen wurde, und Dampf der Sperrflüssigkeit.
- 2.) Die Eintauchtiefe des Unterrandes der Fritte ist größer als die Kapillar-depression h_0 , die Eintauchtiefe des Oberrandes der Fritte aber kleiner als die Kapillar-depression h_0 , vgl. Abb. 6b. Die Gesamtdicke der Fritte unterliegt hier keinen Beschränkungen. In diesem Fall drückt der hydrostatische Druck von unten Flüssigkeit in der Fritte hoch, bis die Menisken um den Betrag der Kapillar-depression h_0 unter dem Flüssigkeitsspiegel liegen. Der Rest der Fritte ist wie bei Fall 1 mit Resten der Füllgas-atmosphäre und Sperrflüssigkeitsdampf gefüllt.
- 3.) Die Eintauchtiefe des Oberrandes der Fritte ist größer als der Betrag der Kapillar-depression h_0 , vgl. Abb. 6c. Die Dicke der Fritte unterliegt keinen Beschränkungen. Die Fritte ist völlig mit Sperrflüssigkeit gefüllt.

Wir verfolgen nun das Betriebsverhalten dieser Anordnungen. Wir beginnen mit den Fällen 1 und 2, Abb. 6a,b und legen zunächst im Innenrohr Druck auf die Flüssigkeitsoberfläche. Bis zum Erreichen des Kapillardruckes p_K an der Frittenoberseite nach Gln. (4) und (5) wird nichts passieren. Wird dieser Druck erreicht, wird Flüssigkeit von oben in die Frittenkanäle gedrückt. Das in der Fritte befindliche Gas wird zunächst komprimiert und dann im Fall 1 gegen den hydrostatischen Druck an der Frittenunterseite ausgeschoben, im Fall 2 werden vor dem Gaspolster auch die in der Fritte stehenden Flüssig-

keitssäulen ausgestoßen, und die Fritten füllen sich von oben. Sobald die Fritten gefüllt sind und die freien Flüssigkeitsoberflächen der Menisken verschwinden, verschwindet auch der Kapillardruck. Nun arbeiten die Anordnungen der Fälle 1 und 2 ebenso wie die Anordnung im Fall 3, Abb.6c, wie normale Siphonverschlüsse mit Strömungswiderstand. Der Unterschied zwischen den Anordnungen liegt in den verschiedenen Drucken, die aufgewendet werden müssen, um aus den Anfangszuständen diesen Zustand zu erreichen.

Bei weiterer Erhöhung des Innendrucks wird Flüssigkeit gegen den wachsenden hydrostatischen Druck durch die Fritte hindurch ins Außengefäß gedrückt, bis der innere Flüssigkeitsspiegel die Oberfläche der Fritte erreicht. Mit dem Entstehen gekrümmter Oberflächen in den Frittenporen kommt es auch wieder zum Auftreten eines Kapillardruckes, der zusätzlich zum Innendruck Flüssigkeit durch die Fritte nach außen zu schieben sucht. Die Menisken werden ohne Erhöhung des Differenzdrucks der Gasräume um die Kapillardepression h_0 nach unten wandern. Dabei wird angenommen, daß das aus der Fritte verdrängte Flüssigkeitsvolumen keine wesentliche Niveauänderung im Außenraum hervorruft. Falls die Frittedicke kleiner ist als die Kapillardepression, wird die Fritte von Sperrflüssigkeit entleert, falls die Menisken noch innerhalb der Fritte zur Ruhe kommen, werden sie erst durch weitere Erhöhung des Innendrucks ausgeschoben. Mit der leeren Fritte arbeitet das Sperrelement wieder wie ein Siphon mit Strömungswiderstand im Gasweg. Wenn wir von dem zur Blasenbildung notwendigen Druck absehen, ist der Durchlaßdruck gleich dem hydrostatischen Druck der Sperrflüssigkeitssäule im Außengefäß.

Erfolgt nun Druckentlastung, so wird die Anordnung unverändert bleiben, wenn der hydrostatische Druck der Flüssigkeitssäule kleiner ist als der Kapillardruck, weil dann die Sperrflüssigkeit nicht in die Fritte eindringen kann. Ist der hydrostatische Druck größer als der Kapillardruck, so wird die Flüssigkeit soweit in die Kapillaren eindringen, bis hydrostatischer und Kapillardruck gleich sind. Ist diese Bedingung innerhalb der Fritte und an ihrer Oberfläche nicht zu erfüllen, so wird die Fritte völlig durchströmt und es stellt sich die Ausgangslage nach Fall 1,2 oder 3 wieder ein, wobei jetzt evtl. in der Fritte eingeschlossenes Gas reiner Sperrflüssigkeitsdampf ist.

Wir betrachten die Fälle 1,2 und 3, vgl. Abb.6a,b und c, jetzt unter der Annahme, daß Druck auf den Flüssigkeitsspiegel im Außengefäß T wirkt.

Im Fall 1, Abb.6a, wird nichts passieren, bis an der Unterseite der Fritte der Kapillardruck erreicht wird, bei weiterer Druckerhöhung wandert Flüssigkeit in die Fritte ein. Im Fall 2, Abb.6b, wandert der Meniskus sofort bei Auftreten eines Differenzdruckes weiter in die Fritte ein. Eventuell in der Fritte befindliches Gas wird komprimiert und nach oben ins Innenrohr ausgeschoben. Wenn die Fritte vollständig mit Flüssigkeit gefüllt ist, verschwindet der Kapillardruck und die Anordnungen der Fälle 1,2 und 3 arbeiten wie ein Siphon mit Strömungswiderstand. Bei weiterem Anwachsen des äußeren Drucks wird Flüssigkeit gegen den wachsenden hydrostatischen Druck durch die Fritte ins Innenrohr hochgepreßt, bis die Unterseite der Fritte direkt mit dem Gas Verbindung erhält. Dabei bleibt ein Flüssigkeitssumpf unter der Fritte stehen. Je nach der Dicke der Fritte und der Größe des nun an der Unterseite der Fritte vorhandenen hydrostatischen Drucks bleibt der Meniskus an der Unterseite, springt in die Fritte zurück oder durch die Fritte hindurch. Die Endlage, in der der Gasdurchlaß gegen den hydrostatischen Druck beginnt, ist erreicht, wenn die nicht benetzende Flüssigkeit über der Fritte steht. Allein diese Konfiguration wurde bisher als Frittenverschluß vorgeschlagen.

Bei Druckentlastung kehrt die Anordnung in die Ausgangslage zurück, wenn der hydrostatische Druck der Säule im Innenrohr ausreicht, um die Flüssigkeit durch die Fritte nach unten auszupressen, andernfalls bleibt die Konfiguration erhalten.

Bei der Verwendung realer Fritten liegen die Flüssigkeitsspiegel in den Kanälen nicht wie in unseren Beispielen alle in einer Ebene, sondern die einzelnen Menisken richten sich nach den jeweils vorhandenen Kapillarradien, vgl. Abb.6d.

5. Verschiedene Realisierungsmöglichkeiten des Grundvorschlags

Das vorgeschlagene Prinzip läßt sich in verschiedenen Anordnungen realisieren. In Abb.7a sehen wir noch einmal das Sperrelement mit Fritte im Innenrohr. Die Fritte kann man auch in das Außengefäß setzen, Abb.7b. Das Innenrohr kann in jeder Anordnung mit der Fritte abschließen oder die Fritte überragen, wie das in Abb.7b angedeutet ist. Weiter können zwei Fritten angewendet werden, die in gleicher Höhe liegen, Abb.7c, oder in ihrer Höhe versetzt sind, Abb.7d. Man kann auch den Tauchglockenverschluß mit Fritten ausstatten, zwei Ausführungsformen zeigt Abb.7e. Eine in allen Fällen anwendbare Modifikation ist, die Unterseiten der Fritten so anzu-

schrägen, daß die Gasblasenablösung erleichtert wird. Abb.7f zeigt dies für die Anordnung nach Abb.7a.

6. Vergleich mit anderen Sperrsystemen

Der bislang vorgeschlagene Frittenverschluß, bei dem über einer Fritte eine diese nicht benetzende Sperrflüssigkeit steht, ist von der Gasseite her gegen den hydrostatischen Druck der Sperrflüssigkeit (plus Blasenbildungsdruck) und von der Flüssigkeitsseite her bei einem Gasdruck durchlässig, der gleich der Differenz von Kapillardruck und hydrostatischem Druck ist. Die Wirksamkeit beruht wesentlich darauf, daß dieser Druck im Betrieb nicht erreicht wird und daß die Sperrflüssigkeit nichtbenetzend bleibt, da sonst die Sperrflüssigkeit abfließt.

Das in dieser Arbeit diskutierte Sperrelement, das Flüssigkeit auf beiden Seiten einer Fritte und deren Übertritt von einer Seite zur anderen während des Betriebs zuläßt, vermeidet diese Nachteile. Dieser Übertritt kann auch mehrfach hin und her erfolgen, wogegen der bekannte Frittenverschluß durch einmaligen Durchbruch in Sperrichtung außer Betrieb gesetzt wird. Die Anordnung ist, wie die vorstehende Darstellung der einzelnen Betriebszustände zeigt, funktionsfähig sowohl mit benetzenden als auch mit nicht benetzenden Sperrflüssigkeits-Fritten-Kombinationen. Änderungen des Benetzungsverhaltens dürfen auch während des Betriebs vorkommen. Die Durchlaßdrucke lassen sich insbesondere bei nicht benetzenden Flüssigkeiten durch geeignete Auswahl eines der möglichen Betriebszustände des Sperrelements als Startzustand in gewissen Grenzen frei wählen, wobei auch das Verhalten des "alten" Frittenverschlusses erreicht werden kann, allerdings ohne dessen Versagen nach Durchbruch der Flüssigkeit.

Solange Kapillarkräfte wirken, hat das Sperrelement in einigen Konfigurationen dem reinen Siphonsystem gleicher Abmessungen gegenüber den Vorteil eines um den Kapillardruck höheren Ansprechdruckes und daher einer mindestens anfänglich höheren Spaltgasrückhaltung. Ob und inwieweit das Druckschaltintervall gegenüber dem reinen Siphon verbessert werden kann, müssen weitere Untersuchungen zeigen.

Die Größe des Kapillardrucks schätzen wir nach Gln.(3) und (4) mit $|\cos\theta| = 1$ ab. Wir benutzen die Materialkonstanten für Pb, Bi und Tl nach $\sqrt{10}$. Bei ca 700°K und 1 mm Porendurchmesser erhält man für alle drei Metalle Kapillar-

drücke um 0,02 at, was grob 2 cm Flüssigkeitssäule äquivalent ist. Bei diesen sehr weiten Poren liegt der Beitrag des Kapillardrucks bereits in der Größenordnung der im Brennelement erzielbaren hydrostatischen Druckdifferenzen. Bei engen Poren kann der Kapillardruck größere Werte annehmen. Der von [11] angegebene Wert von 6 at für Bi bei 400°C deutet daraufhin, daß längs jedes Kanals durch die Fritte mindestens eine Stelle mit 2,5 μ oder weniger effektivem Kapillardurchmesser vorhanden ist.

Im Falle des völligen Verschwindens der Oberflächenkräfte wirkt das Sperr-element immer noch als normaler Siphon. Dieser Fall kann eintreten, wenn der Benetzungswinkel 90° wird, wenn die Oberflächenspannung sehr klein wird, oder wenn der Kapillarradius sehr groß wird, z.B. infolge Korrosion oder Auflösung der Fritte.

Die symmetrische Arbeitsweise des beschriebenen Elements bedingt, daß ein und dieselbe Anordnung sowohl über als auch unter dem Brennstoff im Brennelement angebracht werden kann, vgl. Abb. 8.

Falls guter Wärmekontakt der Sperrflüssigkeit mit dem Reaktorkühlmittel gewünscht wird, z.B. um das Brennelement beim Abschalten des Reaktors schnell dicht zu verschließen, eignen sich Ausführungsformen in der Art, wie sie Abb. 7e zeigt.

Gegenüber dem reinen Siphon- oder Tauchglockenprinzip hat man den Vorteil einer Dämpfung der Ausgleichsvorgänge und erhöhte Sicherheit gegen Mitreißen oder Austreiben von Sperrflüssigkeit.

Nachteilig gegenüber dem Siphon- und Tauchglockenprinzip ist die mit kleiner werdendem Porendurchmesser wachsende Verstopfungsgefahr, die bei allen Frittenkonzepten besteht.

Nachteilig gegenüber dem Siphonprinzip ist ferner der erhöhte Aufwand für Frittenmaterial und Einbau der Fritte.

Neue Materialprobleme gegenüber dem Siphon treten nicht auf. Die Arbeit des Verschlusses wird auch von der Wärmeausdehnung der Sperrflüssigkeit nicht beeinträchtigt.

7. Literatur

- [1] G.L.O'Neill, J. Duffy, J.C. Gilbertson, F.W. Knight, D.B. Sherer:
A Technical and Economic Evaluation of Vented Fuel for Sodium-
cooled Fast Ceramic Reactors, GEAR - 4770 (1965)
- [2] S. Dorner und K. Schretzmann, INR, Kernforschungszentrum Karlsruhe,
persönliche Mitteilung
- [3] D. Smidt und W. Sommer:
Application of the Vented Fuel Concept to a Sodium-cooled
Power Breeder with 1000 MWe, KFK 399/Okt. 1965
- [4] W. Weizel:
Lehrbuch der theor.Physik I, Springer, 1963
- [5] Landau-Lifshitz:
Course of Theoretical Physics, Vol.V, Pergamon Press, 1960
- [6] Gröbner-Hofreiter:
Integraltafel, I, Springer, 1961
- [7] R.E. Collins, C.E. Cooke:
Fundamental Basis for the Contact Angle and Capillary Pressure,
Trans.Far.Soc. 55, 1602-6, (1955)
- [8] T. Li:
Hydrostatics in Various Gravitational Fields,
J.Chem.Phys. 36, 9, 2369-75, (1962)
- [9] Quarterly Status Report on Space Electric Power R and D
Program for Period Ending Oct.31, 1968,
Part I, La-4039 (1968)
- [10] H.E.J. Schins:
Liquid Metals for Heat-Pipes, Properties, Plots
and Data Sheets
EUR 3653e, (1967)
- [11] S. Malang, IRB, Kernforschungszentrum Karlsruhe,
persönliche Mitteilung, 10.12.1969

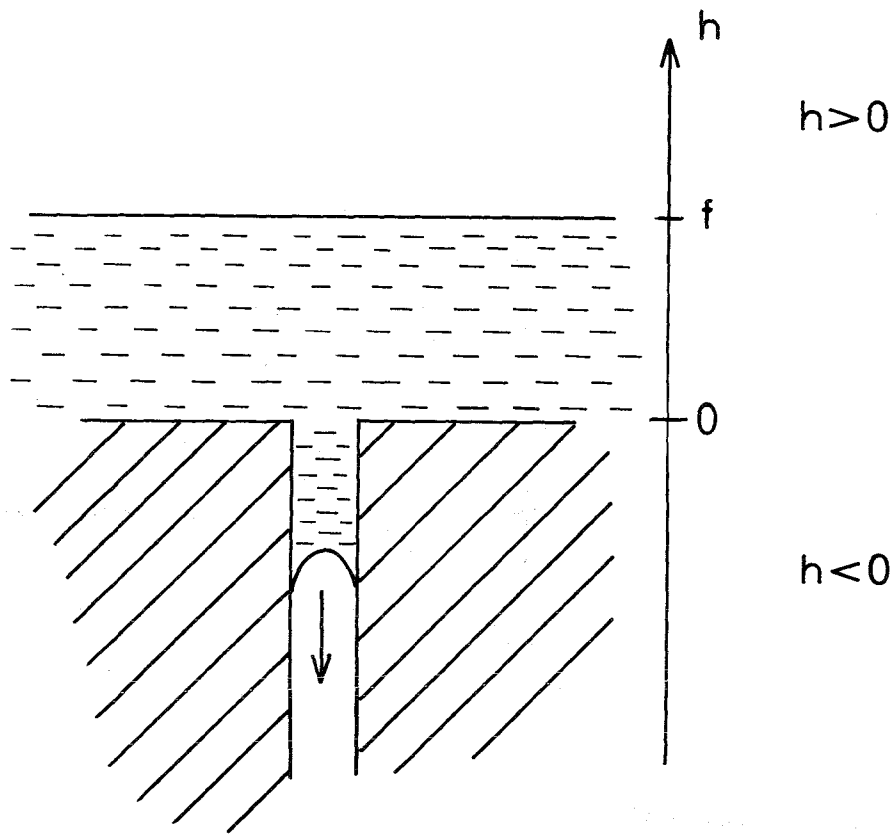


Abb. 1a: Flüssigkeit steht auf Fritte

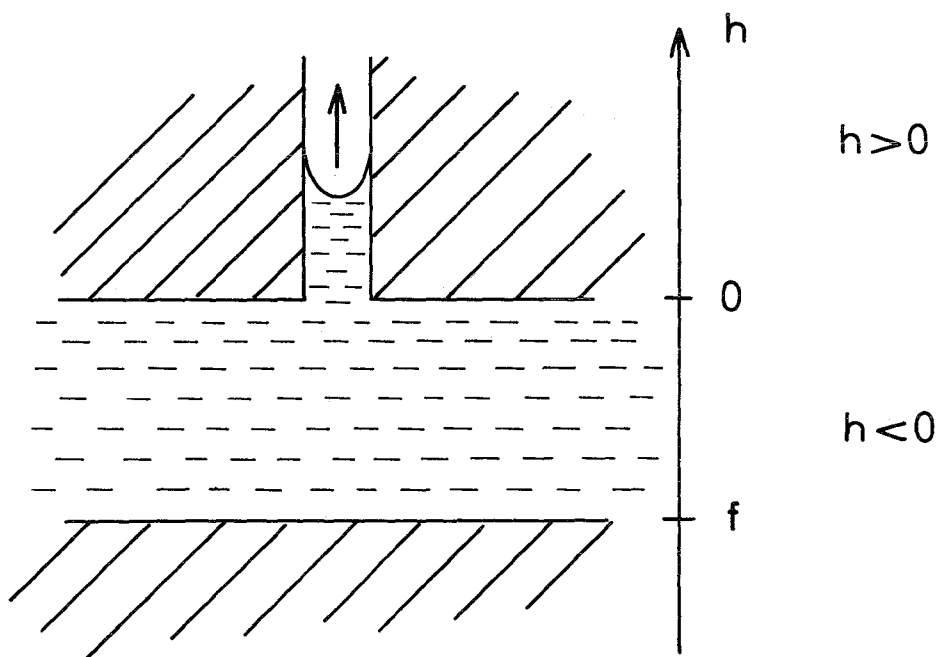


Abb. 1b: Flüssigkeit befindet sich unter Fritte

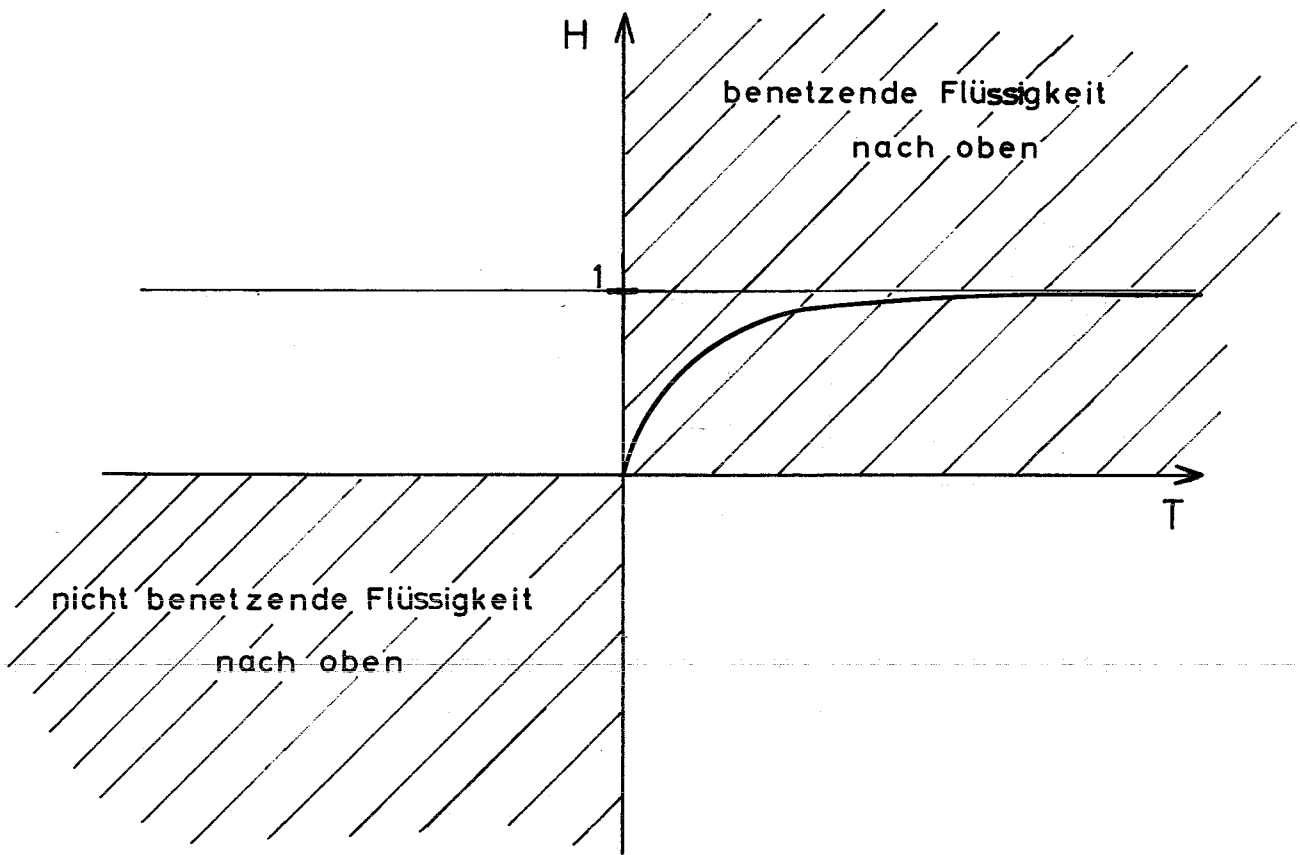


Abb. 2

Abb. 3

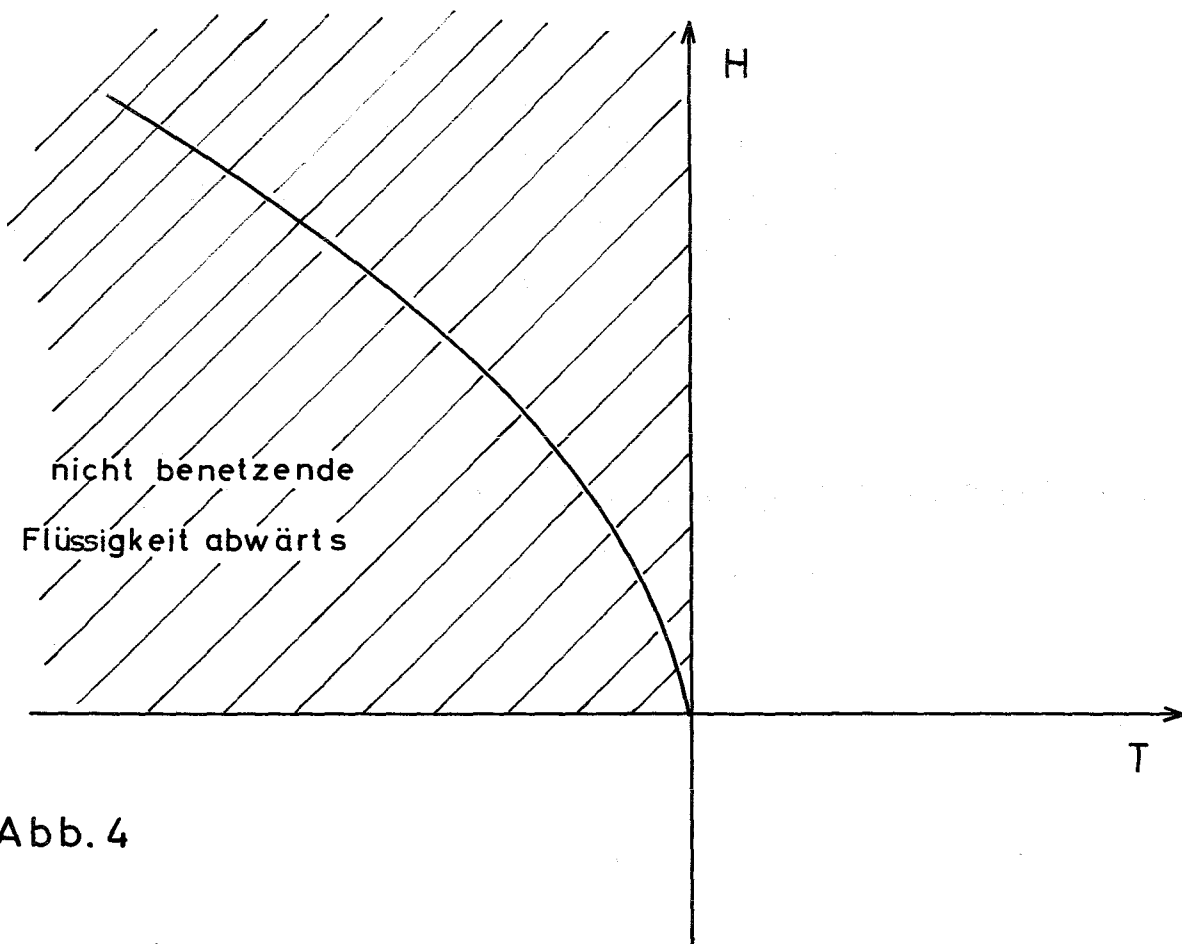
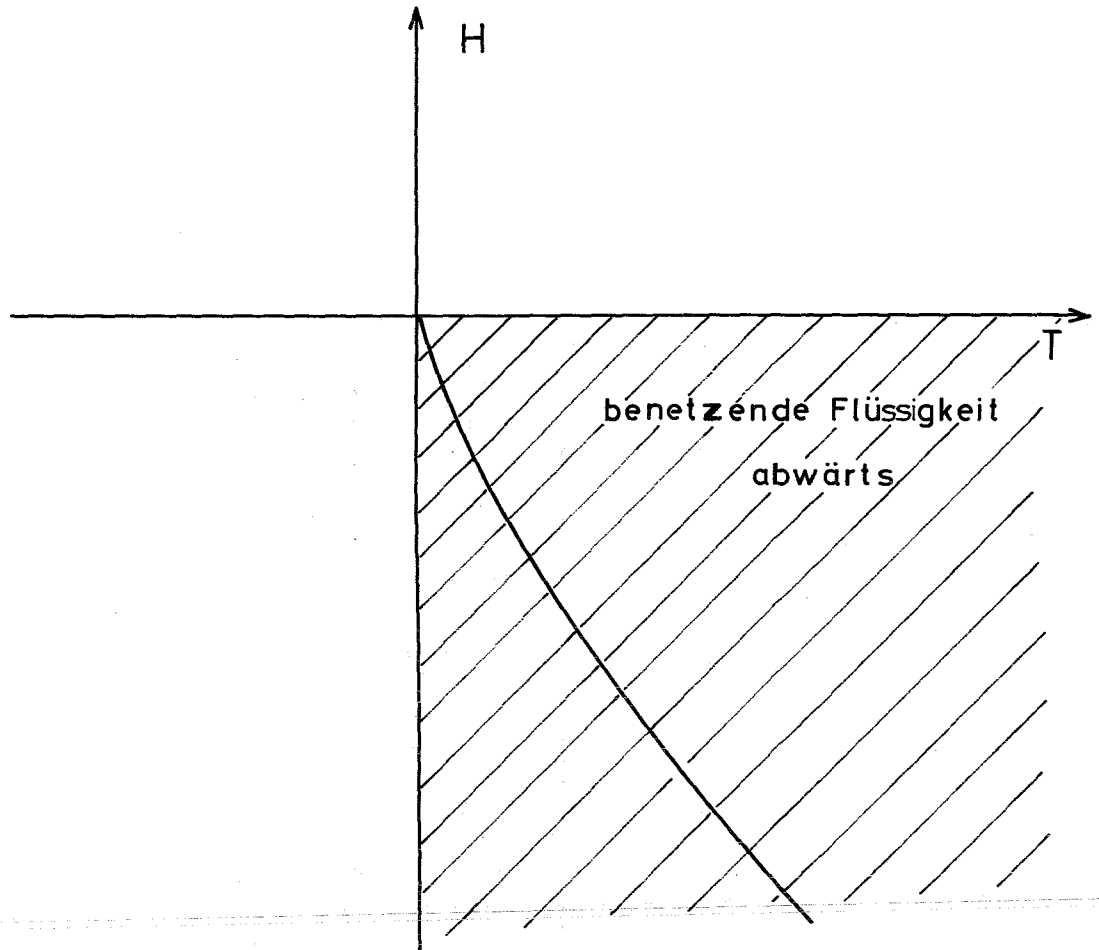
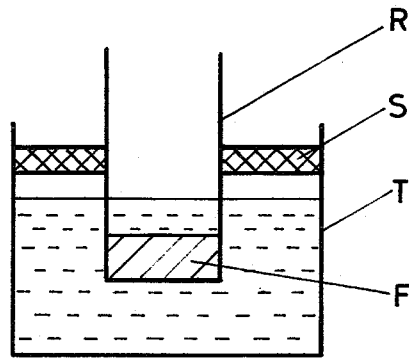
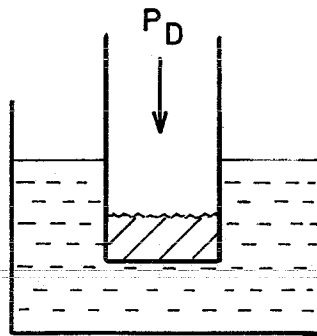


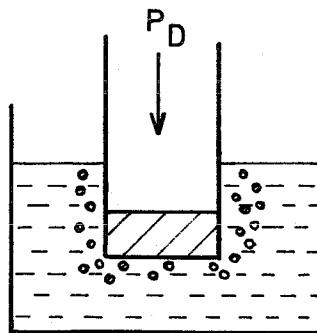
Abb. 4



a

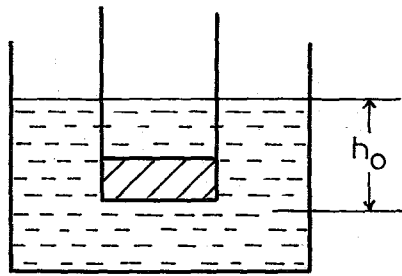


b

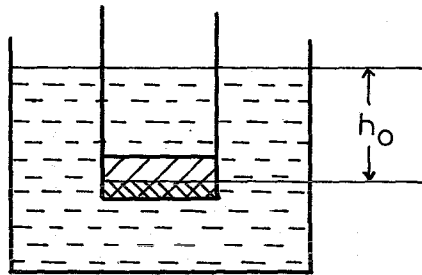


c

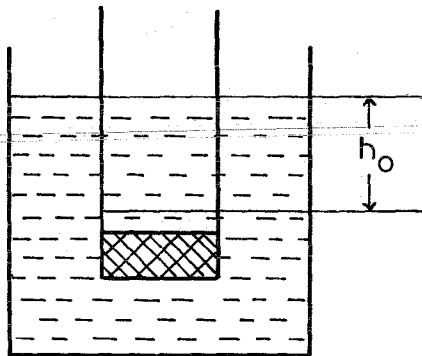
Abb. 5 Arbeitsprinzip mit benetzender
Flüssigkeit



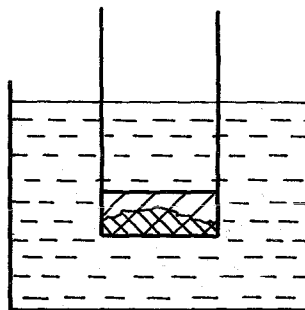
a



b



c



d

Abb.6 Anfangszustände bei nicht benetzender Flüssigkeit

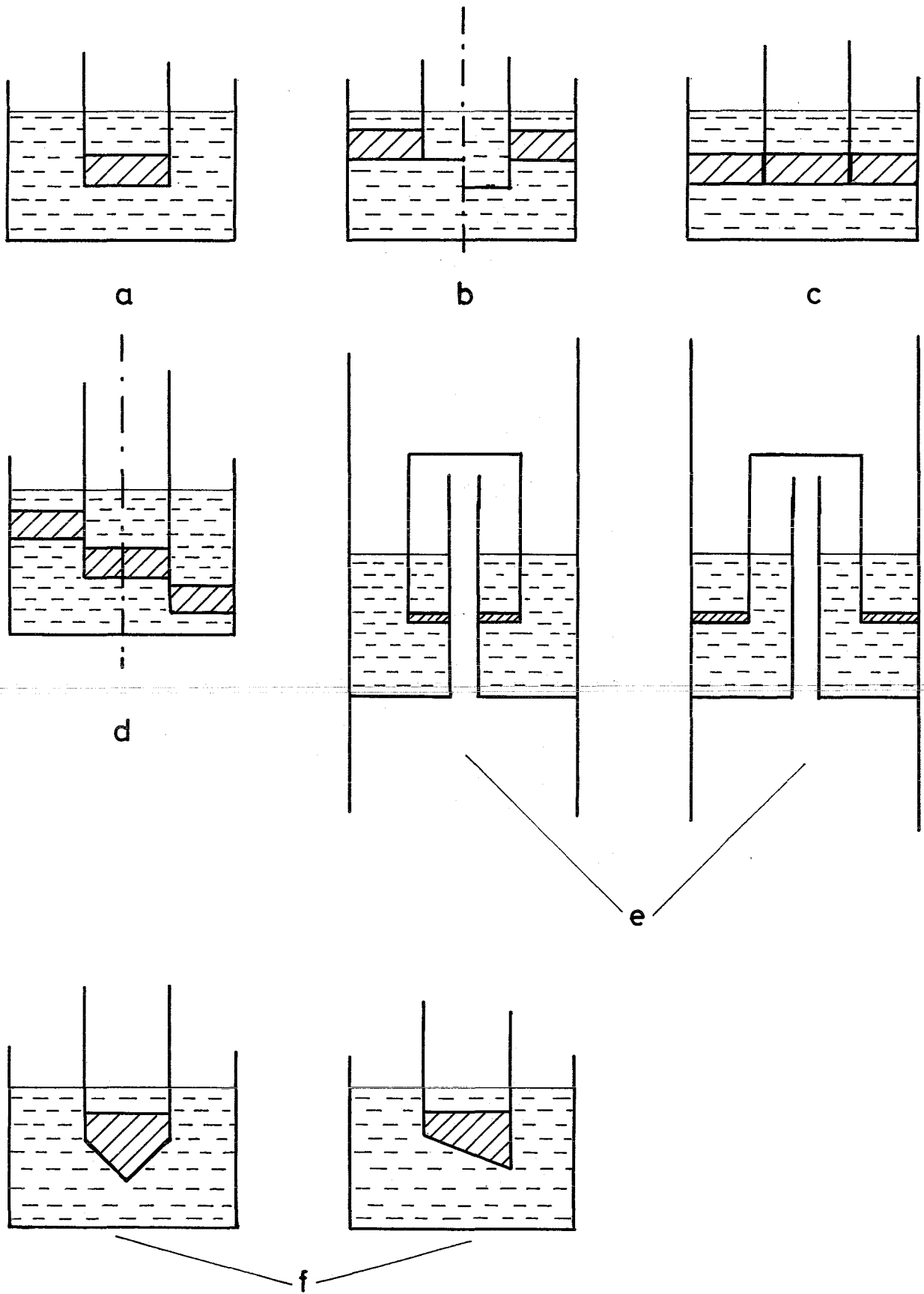


Abb.7 Verschiedene Ausführungsformen des Kapillarverschlusses

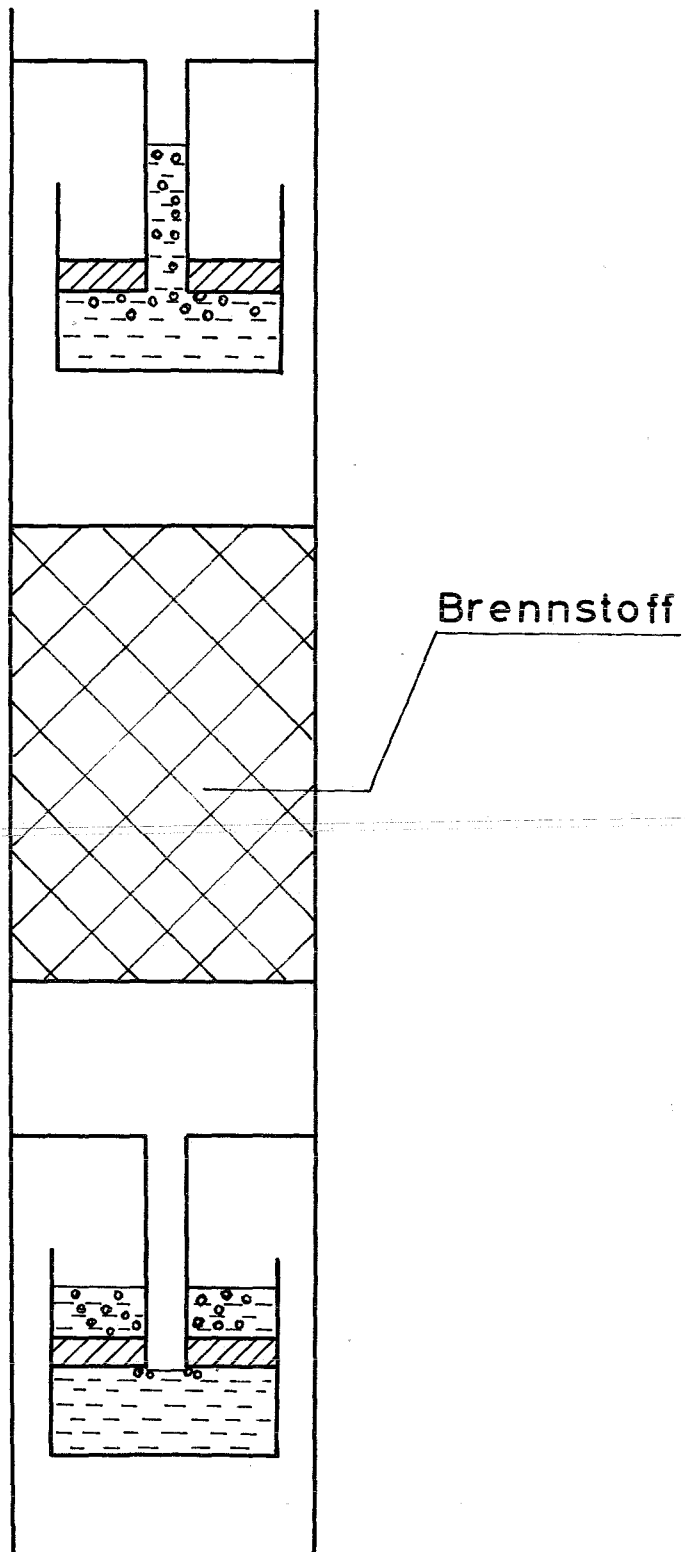


Abb.8 Kapillarverschluß über und unter dem Brennstoff im Brennelement eingebaut

