

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

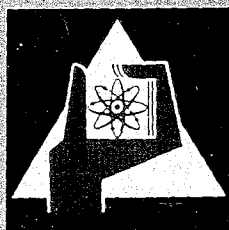
März 1968

KFK 741
EUR 3723 d

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Numerische Untersuchungen zu Methoden der Kritikalitäts- und
Brutratenberechnung für Reaktoren mit Zylindergeometrie
und teilweise eingefahrenen Regelstäben

W. Schwetje



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

März 1968

KFK 741
EUR 3723 d

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik

Numerische Untersuchungen zu Methoden der Kritikalitäts- und
Brutratenberechnung für Reaktoren mit Zylindergeometrie
und teilweise eingefahrenen Regelstäben.*

von

W. Schwetje

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

* Diese Arbeit wurde im Rahmen der Assoziation zwischen der Europäischen Atomgemeinschaft und der Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe, auf dem Gebiet der schnellen Reaktoren durchgeführt.

Inhaltsverzeichnis

- I Einleitung und Problemstellung

- II Eigenwertbestimmung eines dreidimensionalen
Diffusionsproblems mit mehreren zweidimensionalen
Rechnungen

- III Die Methode von N. Spinks

- IV Eigenwerte nach der Methode von Spinks

- V Integrale Raten nach der Methode von Spinks

- VI Der Einfluß von Regelstäben auf die Brutrate eines
natriumgekühlten schnellen Brütters.

- VII Zusammenfassung

I. Einleitung und Problemstellung

Im Rahmen der Diffusionstheorie ergibt sich häufig das Problem, mit den vorhandenen null-, ein- und zweidimensionalen Diffusionscodes die in der Abb. 1 dargestellte, dreidimensionale Geometrie zu behandeln. Ist man speziell an dem genauen Eigenwert des Diffusionsproblems für die Geometrie der Abb. 1 interessiert, waren bisher für dessen Berechnung i.a. insgesamt fünf zweidimensionale Rechnungen erforderlich, vorausgesetzt man hatte schon geeignete Bucklings für die Rechnungen in R- θ -Geometrie. Andernfalls kamen u.U. noch einige null- oder eindimensionale Rechnungen für die Bestimmung geeigneter Bucklings hinzu. Dies bedeutete auf der IBM 7074 bei einer Rechnung mit 6 Gruppen eine Rechenzeit zwischen drei und fünf Stunden, bei einer Rechnung mit 26 Gruppen eine Rechenzeit zwischen 12 und 20 Stunden. Diese Rechenzeit liegt fast in der gleichen Größenordnung wie die einer dreidimensionalen Rechnung, die natürlich erheblich verlässlichere Ergebnisse liefern würde. Es lag daher nahe, nach einer Methode zu suchen, die bei kleinerem Aufwand genügend genaue Eigenwerte berechnet. Eine solche Methode wird in Abschnitt III beschrieben. Sie wurde 1965 von N. Spinks [1] publiziert und soll im folgenden mit der bisherigen Methode, welche im Abschnitt II erläutert wird, verglichen werden. Da die neue Methode, wie in Abschnitt V gezeigt wird, auch integrale Raten gut zu berechnen gestattet, ist sie ebenfalls für die Berechnung von Brutraten bei verschiedenen Eintauchtiefen der Regelstäbe geeignet (Abschnitt VI).

II. Eigenwertbestimmung eines dreidimensionalen Diffusionsproblems mit mehreren zweidimensionalen Rechnungen

Der bisher übliche Weg zur Bestimmung eines möglichst genauen Eigenwertes des in Abb. 1 dargestellten dreidimensionalen Diffusionsproblems mit den zur Verfügung stehenden ein- und zweidimensionalen Diffusionscodes ist folgender:

Man "verschmiert" die teilweise eingefahrenen Regelstäbe zu einem zur Reaktorachse konzentrischen Ring gleichen Gesamtvolumens oder gleicher Gesamtoberfläche (je nach Art des Reaktors), hat dann ein von θ , dem Azimutalwinkel, unabhängiges Problem und löst dieses mittels des verfügbaren Codes in R-Z-Geometrie (Vergl. Abb.2). Der so errechnete Eigenwert ist i.a. nicht mit dem des Ausgangsproblems identisch und muß daher in geeigneter Weise korrigiert werden. Die Korrekturen werden um so größer sein je weniger Stäbe im Reaktor vorhanden sind und je größer ihr Abstand von der Reaktorachse ist, da dann die Ringgeometrie der Stabgeometrie immer unähnlicher wird. Um diese Korrekturen zu gewinnen, sind vier weitere zweidimensionale Rechnungen erforderlich, nämlich Rechnungen für ganz eingefahrene und ganz herausgezogene Ringe und für ganz eingefahrene und ganz herausgezogene Stäbe. Alle Rechnungen für ganz eingefahrene oder ganz herausgezogene Ringe oder Stäbe lassen sich in R- θ -Geometrie durchführen, wenn man den Einfluß der axialen Blankets vernachlässigt. Dann ist der Reaktor in den genannten Fällen in Z-Richtung homogen, und die Z-Abhängigkeit des Problems kann separiert werden durch den Ansatz

$$\phi^i(r, \theta, z) = \psi^i(r, \theta) \cos B^i z, \quad (1)$$

wobei der obere Index i sich auf die i-te Energiegruppe

bezieht und die B^i geeignet zu bestimmende axiale Bucklings sind. Da der Karlsruher zweidimensionale Diffusionscode DIXY $[\underline{z}]$ in R- θ -Geometrie nur Zonen behandeln kann, die die Form von Kreisringsegmenten haben, muß die wahre Reaktorgeometrie auch für R- θ -Rechnungen immer derart umgeformt werden, daß der wahre Stabquerschnitt, der z.B. rund oder sechseckig ist, in ein Kreisringsegment übergeht, wobei die Querschnittsfläche konstant bleibt, der Umfang möglichst wenig vom exakten Umfang abweicht und der geometrische Mittelpunkt des Stabes an gleicher Stelle im Reaktor bleibt. (Vergl. Abb. 1 und Abb. 3). Die Rechnungen für ganz eingefahrene oder ganz herausgezogene Ringe lassen sich natürlich auch in R-Z-Geometrie durchführen.

Geeignete axiale Bucklings lassen sich auf verschiedene Arten berechnen. Für Reaktoren ohne axiale Blankets wären sie diffusionstheoretisch exakt durch Reaktorhöhe und Extrapolationslänge gegeben, für Reaktoren mit axialen und radialen Blankets gilt die Separierbarkeit nicht mehr, und die Bucklings müssen so beschaffen sein, daß der Ansatz (1) wenigstens im Core den wahren diffusionstheoretischen Fluß gut approximiert, d.h. in den Bucklings muß der Einfluß der axialen Blankets auf die Flüsse im Core berücksichtigt werden. Auf die Methoden zur Buckling-Berechnung soll im Anhang kurz eingegangen werden. Es soll vorausgesetzt sein, daß sich geeignete Bucklings so bestimmen lassen, daß die Ergebnisse der R- θ -Rechnungen für ganz eingefahrene und ganz herausgezogene Ringe und Stäbe als diffusionstheoretisch richtig betrachtet werden können. Korrigiert werden müssen dann nur die Ergebnisse der R-Z-Rechnungen für teilweise eingefahrene Ringe. Als korrigierten Eigenwert des dreidimensionalen Diffusionsproblems für bis zur Tiefe d eingefahrene Regelstäbe nimmt man dann

$$K^{\text{Korr.}}(d) = K_{R\theta}(o) - \frac{K_{R\theta}(o) - K_{R\theta}(H)}{K_{RZ}(o) - K_{RZ}(H)} (K_{RZ}(o) - K_{RZ}(d)), \quad (2)$$

wobei die Indizes R Θ und RZ anzeigen, daß die entsprechenden Werte aus zweidimensionalen R- Θ -Rechnungen für Stäbe bzw. R-Z-Rechnungen für Ringe gewonnen wurden; d ist die Eintauchtiefe der Regelstäbe, d = H entspricht ganz eingefahrenen, d = 0 ganz herausgezogenen Regelstäben. Für d = H wird $K^{\text{Korr}}(H) = K_{R\Theta}(H)$, für d = 0 wird $K^{\text{Korr}}(0) = K_{R\Theta}(0)$, wie es oben vorausgesetzt wurde. Für $d \neq H$ und $d \neq 0$ wird der Ausgangswert $K_{RZ}(d)$ in Abhängigkeit von

$$\frac{K_{R\Theta}(0) - K_{R\Theta}(H)}{K_{RZ}(0) - K_{RZ}(H)}, \text{ dem Verhältnis}$$

der aus R- Θ - bzw. R-Z-Rechnungen gewonnenen Abschaltwirkungen der Stäbe, modifiziert. Die Korrektur nach (2) ist in Abb. 4 graphisch dargestellt.

Insgesamt ist das Verfahren umständlich und sehr aufwendig, und selbst bei Rechnungen für ganz herausgezogene oder ganz eingefahrene Regelstäbe, für die nur eine zweidimensionale R- Θ -Rechnung erforderlich ist, muß man sich zusätzlich noch geeignete Bucklings verschaffen, was u.U. nicht ganz einfach und ebenfalls aufwendig sein kann. Daher wurde von N. Spinks [1] ein Verfahren zur Bestimmung des Eigenwertes solcher dreidimensionalen Diffusionsprobleme angegeben, welches nur eine R-Z-Rechnung erforderlich macht und somit selbst bei ganz herausgezogenen oder ganz eingefahrenen Stäben Rechenzeitersparnis garantiert, da die Berechnung von Bucklings nicht nötig ist. Ist man zusätzlich noch an integralen Raten interessiert, bietet das Verfahren nach Spinks weitere, erhebliche Vorteile. Für die Ermittlung integraler Raten bei Berücksichtigung der axialen Blankets ist immer eine R-Z-Rechnung erforderlich - im Falle ganz eingefahrener oder ganz herausgezogener Stäbe, in denen der Eigenwert durch eine R- Θ -Rechnung ohne Korrektur zu berechnen ist, also eine zusätzliche

zweidimensionale Rechnung -, während das Verfahren nach Spinks Eigenwert und integrale Raten in einer Rechnung liefert.

III. Die Methode von N. Spinks

Die grundlegende Idee von N. Spinks [1] war, die Regelstäbe für die R-Z-Rechnungen nicht zu durchgehenden Ringen kleiner Dicke zu "verschmieren", sondern sie in Teilringe von der Dicke der Regelstäbe umzuformen und dadurch in etwa den wahren Stabquerschnitt zu erhalten. Im Grenzfall sehr großer Reaktoren ($H \rightarrow \infty$, $R \rightarrow \infty$, $a \rightarrow \infty$) geht die Transformation von Spinks in die identische über. Die Art der Transformation geht aus den Abb. 1, 3 und 5 hervor. Abb. 1 zeigt die wahre Reaktorgeometrie, Abb. 3 die für R- θ -Rechnungen umgeformte Reaktorgeometrie und Abb. 5 die nach Spinks transformierte Geometrie. Ausgangspunkt für die Transformation nach Spinks ist die Reaktorgeometrie für R- θ -Rechnungen. Alle Volumina bleiben bei der Transformation konstant. Wenn n die Anzahl der Stäbe ist und q deren Querschnitt, so ist das Gesamtvolumen der Stäbe ndq . Dieses soll gleich dem Gesamtvolumen der Ringe sein, welches $2\pi a n' q$ ist. Daraus folgt für n' , die Anzahl der Ringe,

$$n' = \frac{n d}{2\pi a} \quad (3)$$

n' ist i.a. keine ganze Zahl (Vergl. Abb. 5 mit $n' = 2,38$) und die Unsicherheit der Methode liegt im wesentlichen darin, daß es keine eindeutige Vorschrift für die Lage des Teilringes gibt. Für $n' > 1$ wird der Teilring an den oberen Reaktorrand (Abb. 5) oder an den unteren Rand der Stäbe der R- θ -Rechnung gelegt (Abb. 6). Bei nur teilweise

eingefahrenen Regelstäben wird normalerweise das herausgezogene Stabstück durch einen Follower gleichen Volumens ersetzt. In diesem Falle wird erst die Transformation für ganz eingefahrene Stäbe durchgeführt, und die dabei erhaltenen Ringe werden entsprechend dem Volumenverhältnis Regelstab zu Follower aufgeteilt in "Regelringe" und "Followerringe", wobei die Regelringe entweder alle über den "Followerringen" oder alle unter den "Followerringen" liegen. (Vergl. Abb. 7 für halb eingefahrene Regelstäbe). Inwieweit die Lage des Teilringes und die Lage der Follower die Ergebnisse beeinflussen, ist ein Teil der folgenden Untersuchung. Weiter kann natürlich das transformierte Problem nicht die richtigen Flußverläufe liefern. Die Frage jedoch, ob Flußintegrale bzw. integrale Raten richtig berechnet werden, ist ein weiterer Teil der vorgenommenen Untersuchung.

IV. Eigenwerte nach der Methode von Spinks

Um den Anwendungsbereich der von Spinks [1] vorgeschlagenen Methode abzugrenzen, wurde diese auf vier verschiedene, einigermaßen realistische Reaktorgeometrien angewandt, und die Ergebnisse dieser Methode wurden mit den nach Abschnitt II ermittelten Werten verglichen. Die untersuchten Reaktoren sind in den Abb. 8 - 11 dargestellt. Die zugehörigen Abmessungen und Teilchenzahlen sind im Anhang I aufgeführt. Es handelt sich bei den drei zuerst betrachteten Reaktoren um zylindrische Reaktoren mit einem Zwei-Zonen-Core sowie radialem und axialem Blanket. Die Auslegung entspricht typischen schnellen Brütern und ist für die drei Reaktoren gleich. Bei dem vierten Reaktor handelt es sich um einen Entwurf für den deutsch-französischen Hochflußreaktor [3]. Berechnet

für
 wurden die drei ersten Reaktoren die Eigenwerte für ganz
 eingefahrene, ganz herausgezogene und für teilweise einge-
 fahrene Regelstäbe. Die Ergebnisse sind in Tabelle 1 zusamen-
 gefaßt. Für den Hochflußreaktor wurde nur der Eigenwert für
 ganz eingefahrene Abschaltstäbe berechnet.

Art der Rechnung Geometrie		Tabelle 1 Eigenwerte			
		R-θ	R-Z	R-Z, korrigiert	R-Z, Spinks
Reaktor 1					
a)	ganz heraus- gezogene Stäbe	1.067	1.066	-	1.068
b)	ganz eingef. Stäbe	1.036	1.018	-	1.036
c)	teilweise ein- gef. Stäbe	-	1.039	1.050	1.059
Reaktor 2					
a)	ganz heraus- gezogene Stäbe	1.063	1.068	-	1.063
b)	ganz eingef. Stäbe	0.985	0.985	-	0.982
c)	teilweise ein- gef. Stäbe	-	1.019	1.016	1.017
Reaktor 3					
	ganz eingef. Stäbe	0.977	0.955	-	0.992

Für den Reaktor 1 mit 6 Regelstäben in der zweiten Core-Zone
 liefern die normalen R-Z-Rechnungen für einen eingefahrenen
 Regelring zu kleine Eigenwerte, d.h. die Abschaltwirkung eines
 durchgehenden dünnen Ringes ist größer als die einiger dickerer
 Stäbe. Das ist ebenfalls bei den Rechnungen für den Reaktor 3
 deutlich zu erkennen, während beim Reaktor 2 der Unterschied
 fast verschwindet. Die Erklärung liegt nahe. Im Reaktor 2 be-
 finden sich 9 Regelstäbe dicht nebeneinander in der ersten

Core-Zone. In diesem Falle ist ein durchgehender Ring nicht sehr verschieden von den einzelnen Stäben (Vergl. auch Abb. 9a). Im Reaktor 3 jedoch, für den die normale R-Z-Rechnung eine erheblich zu große Abschaltwirkung ergibt, befinden sich drei Regelstäbe mit großem Abstand untereinander in der zweiten Corezone. Abb. 10a macht deutlich wie sehr die Geometrie mit drei Stäben von der mit einem durchgehenden Ring verschieden ist. Ergänzend sei noch bemerkt, daß die Ergebnisse der normalen R-Z-Rechnungen für ganz und teilweise eingefahrene Ringe noch ungünstiger werden, wenn man die Dicke der Ringe vergrößert und dafür in die Ringe Corematerial mit hineinnimmt und dieses homogen über die Ringe verschmiert [4]. Die oben beschriebene Umformung der Stäbe in Ringe aus reinem Stabmaterial liefert bereits die für R-Z-Rechnungen optimalen Ergebnisse.

Die Methode von Spinks liefert in keinem Fall schlechtere Ergebnisse als die normalen R-Z-Rechnungen, in vielen Fällen jedoch bessere Ergebnisse. Für teilweise eingefahrene Stäbe ergibt die Methode von Spinks etwa die gleichen Werte wie sie durch Korrektur der R-Z-Ergebnisse nach Gl. (2) erhalten werden. Bei weiterer Berücksichtigung der oben erwähnten Rechenzeiterparnis weist damit die Methode von Spinks gegenüber der herkömmlichen deutliche Vorteile auf.

Die Grenzen der Methode werden bei der Behandlung des Reaktors 3 klar. Während die 6 Stäbe in der ersten Corezone dieses Reaktors keine Schwierigkeiten machen, wie aus den Rechnungen für Reaktor 1 hervorgeht, ist die Behandlung der drei Regelstäbe in der zweiten Corezone problematisch. Die Transformation dieser drei Stäbe ergibt nur einen Teilring ($n'_{\infty,7}$), dessen Lage recht willkürlich ist. Wird er an den oberen Rand des Reaktors gelegt, ergibt die Rechnung den in Tabelle 1 angeführten Wert, wird er an anderer Stelle angeordnet, so ändert

sich das Ergebnis stark, z.B. erhält man $k = 0,931$, falls der Ring in mittlerer Reaktorhöhe liegt. In diesem Fall ist die Methode von Spinks nicht besser als eine normale R-Z-Rechnung. In den anderen Fällen jedoch sind die Ergebnisse von der Lage des Teilringes im transformierten Reaktor unabhängig. Im Reaktor 2 wurde einmal der Teilring an den oberen Rand des Reaktors gelegt (Abb. 9c), und einmal wurden die Ringe symmetrisch zur Mittelebene des Reaktors gelegt. Die Ergebnisse waren um weniger als ein Promille verschieden. Ebenso erwiesen sich die Rechnungen für teilweise eingefahrene Stäbe als unabhängig davon, ob die "Followerringe" entweder alle über oder alle unter den "Regelringen" lagen.

Die Frage, ob u.U. eine Transformation der Regelstäbe in mehr, dafür aber dünnere Ringe die Schwierigkeiten beseitigen kann, welche bei wenigen Stäben (kleines n') auftreten, wurde am Reaktor 1 geprüft. Dabei wurde die Breite $a\alpha$ der Ringe auf ein Drittel reduziert, die Anzahl der Ringe hingegen verdreifacht. Die Rechnung dafür ergab als Eigenwert im Falle ganz eingefahrener Stäbe $k = 1.016$ gegenüber dem in Tabelle 1 aufgeführten Wert von 1.036 der R- Θ -Rechnung und der ursprünglichen Transformation. Das bedeutet, daß auch für viele dünne Ringe die Abschaltwirkung wieder zu groß wird. Dies ist leicht zu verstehen, denn viele dünne Ringe werden einem durchgehenden Ring der normalen R-Z-Rechnung wieder ähnlich, und diese ergab auch einen fast identischen Eigenwert von 1.018. Offensichtlich liefert bei größerem n' nur eine Transformation, welche die Stabform und damit die Gesamtoberfläche erhält, etwa den gleichen Eigenwert wie eine, als richtig angesehene, R- Θ -Rechnung. Die Ergebnisse für Reaktoren mit wenigen Stäben, d.h. mit kleinem n' , könnten zwar durch eine Transformation in mehrere, dünnere Ringe sicher verbessert werden, aber es läßt sich dafür keine allgemeine Vorschrift angeben. Weiterhin wurde, wie schon oben erwähnt, die Methode zur Eigenwertberechnung des Entwurfs des deutsch-französischen Hochflußreaktors mit einer sehr komplexen

Geometrie (Abb. 11) herangezogen. Für diesen Reaktor läßt sich eine Rechnung in R- θ -Geometrie nur unter stark vereinfachenden Annahmen durchführen. Die Berechnung geeigneter Bucklings ist recht schwierig, die gesamte Rechnung mit den herkömmlichen Methoden ziemlich aufwendig. (Höbel u. Küsters [3].)

Zur Bestimmung des Eigenwertes für ganz eingefahrene Abschaltstäbe wird von Höbel und Küsters eine R- θ -Rechnung unter Vernachlässigung der Mischungen 5 und 7 (siehe Abb. 11) mit einem orts- und gruppenabhängigen Bucklingssatz durchgeführt. Der Eigenwert der R- θ -Rechnung wird mit einem Korrekturfaktor versehen, welcher aus einer eindimensionalen Rechnung in radialer Richtung mit dem gleichen Bucklingssatz und einer zweidimensionalen R-Z-Rechnung gewonnen wird.

$$k^{\text{Korr.}}(H) = k_{R\theta}(H) \frac{k_{RZ}(H)}{k_R(H)}$$

Der von Höbel und Küsters [3] so berechnete diffusionstheoretische Eigenwert für ganz eingefahrene Abschaltstäbe beträgt 0.888. Die Anwendung der Spinks'schen Methode auf diesen Fall erfordert eine einzige R-Z-Rechnung und liefert als Eigenwert 0.879. Die Differenz von etwa einem Prozent liegt in diesem Fall in der Größenordnung des zu erwartenden Fehlers, da die Rechnungen von Küsters und Höbel einmal die Zonen 5 und 7 nur in der R-Z-Rechnung berücksichtigen, während für das endgültige Ergebnis auch die R- θ -Rechnung und die eindimensionale Rechnung maßgeblich sind. Zum anderen wurde die R-Z-Rechnung nur mit etwa 600 Ortspunkten, die Rechnung nach Spinks aber mit 1200 Ortspunkten durchgeführt, was ebenfalls eine Differenz im Ergebnis zur Folge haben kann. Bei Berücksichtigung dieser Fehlerquellen kann das Ergebnis der Spinks'schen Methode auch in diesem Fall als befriedigend angesehen werden, und auch in diesem Fall bringt die Spinks'sche Methode eine erhebliche Rechenzeiterparnis.

V. Integrale Raten nach der Methode von Spinks

Wegen der Umverteilung der Regelstäbe kann natürlich, wie schon oben bemerkt wurde, die Ortsabhängigkeit des Neutronenflusses im wahren Reaktor von der Spinks'schen Methode nicht richtig beschrieben werden. Aus der Tatsache jedoch, daß der Eigenwert von der Methode richtig bestimmt wird, kann man folgern, daß auch Flußintegrale und damit integrale Raten ziemlich genau berechnet werden. Diese Frage wurde nur an den Reaktoren 1 und 2 für ganz eingefahrene Regelstäbe untersucht, weil die Spinks'sche Methode für den Reaktor 3 keinen genauen Eigenwert lieferte. Die aus der normalen R-Z-Rechnung gewonnenen Raten werden hier als richtig angesehen, da die R-θ-Rechnung die axialen Blankets vernachlässigt und somit auch die Raten nicht richtig wiedergeben kann. In Tabelle 2 sind die wichtigsten Ergebnisse zusammengefaßt.

Tabelle 2 Integrale Ratenverhältnisse $\frac{\sum_i \int_{\text{Zone}} \phi_{\sigma}^i (M1) dV}{\sum_i \int_{\text{Zone}} \phi_{\sigma}^i (M2) dV}$

Geometrie	Rechnung	1.Core- zone	2.Core- zone	rad. Blanket	ax. Blanket	Gesamt
Reaktor 1	R-Z	0.887	0.557	16.9	22.6	1.24
	Spinks	0.893	0.552	17.1	22.7	1.23
Reaktor 2	R-Z	0.863	0.537	16.2	22.3	1.27
	Spinks	0.862	0.537	16.2	21.8	1.27

M1 = Pu 240 + U 238

M2 = Pu 239 + Pu 240 + Pu 241 + Pu 242 + U 238

Man erkennt, daß in diesen Fällen, in denen der Eigenwert befriedigend genau von der Spinks'schen Methode berechnet wird, auch integrale Raten gut berechnet werden. Insbesondere die über den gesamten Reaktor integrierten Raten zeigen fast keinen Unterschied zu denen einer normalen R-Z-Rechnung. Die über die einzelnen Corezonen integrierten Raten der Spinks'schen Methode weichen im Falle des Reaktors 2 nicht von denen der normalen R-Z-Rechnung ab, im Falle des Reaktors 1 sind Abweichungen vorhanden, aber sehr klein. Die Erklärung hierfür liegt wieder in der Ähnlichkeit der Geometrien des Reaktors 2 für die R-Z-Rechnung und für die Spinks'sche Rechnung, bzw. in der Verschiedenheit der Geometrien beim Reaktor 1.

VI. Der Einfluß von Regelstäben auf die Brutrate eines natriumgekühlten schnellen Brütters

Im Laufe der Regelstabrechnungen der Abschnitte II, III und IV war auch die Frage aufgetaucht, welchen Einfluß die Regelstäbe auf die Brutrate haben. Dies soll nun am Reaktor 3 untersucht werden, da dieser dem Entwurf für einen Prototyp eines natriumgekühlten schnellen Brütters ähnlich ist. Speziell zwei Fragen sollen beantwortet werden.

- a) Wie verändert sich die Brutrate bei Veränderung der Eintauchtiefe der Regelstäbe
- b) Wie hängt die Brutrate von der Überschubreaktivität des Reaktors ab?

Um beide Fragen exakt zu behandeln, müßte der Reaktor mit einer Anfangsüberschubreaktivität, die wir als etwa 5% annehmen wollen, durch Einfahren der neuen Regelstäbe, von denen im folgenden vorausgesetzt wird, daß sie alle gleich tief eingefahren werden, gerade kritisch gemacht und während

des Abbrandes durch Herausziehen der Regelstäbe stets kritisch gehalten werden. Dann müßte bei verschiedenen Abbrandstufen eine Brutratenbestimmung vorgenommen werden. Das wäre jedoch eine sehr aufwendige Prozedur, die man, wie die folgenden Ergebnisse zeigen, gut umgehen kann.

Zunächst wurde der Reaktor mit der angenommenen Anfangsüberschußreaktivität von etwa 5 % bei verschiedenen Eintauchtiefen der Regelstäbe, d.h. auch in unter- und überkritischen Zuständen, berechnet und dabei die Brutrate bestimmt. Die Abbildung 12a zeigt den Verlauf der so bestimmten Brutrate in Abhängigkeit von dem Eigenwert des Problems, welcher ein Maß für die Eintauchtiefe der Stäbe ist. Wie man sieht, ist die Brutrate dabei zwischen ganz eingefahrenen ($k \approx 0.94$) und ganz herausgezogenen Stäben ($k \approx 1.05$) nur schwach veränderlich, die vermehrte Absorption von Neutronen in den Regelstäben bei tieferem Einfahren dieser Stäbe hat wenig Einfluß auf die Brutrate. Darin liegt die Berechtigung, bei nichtkritischen Reaktoren eine Brutrate zu bestimmen und von dieser Brutrate als von der des Reaktors zu sprechen. Es ist folglich nicht nötig, den Reaktor durch Einfahren der Regelstäbe genau kritisch zu machen und erst dann die Brutrate zu bestimmen. Es genügt, die Brutrate für den annähernd kritischen Reaktor zu berechnen, da beide Raten nicht wesentlich voneinander verschieden sind. Diese Möglichkeit bedeutet eine große Rechenzeiterparnis, da man die Diffusionsrechnung nicht so lange für veränderte Eintauchtiefen der Stäbe wiederholen muß, bis der Eigenwert des Reaktors gerade 1 beträgt.

Während des Reaktorbetriebes nimmt i.a. die Spaltstoff-Konzentration und damit die Überschußreaktivität ab, die Spaltproduktvergiftung jedoch zu. Nach dem oben Gesagten kann man bei der Berechnung von Brutraten die Bewegung der Regelstäbe während des Reaktorbetriebes in guter Näherung vernachlässigen. Nimmt man nun während des Reaktorbetriebes eine mittlere Spaltproduktvergiftung an und vernachlässigt noch das Anwachsen der Vergiftung, so heben

sich die Fehler durch Vernachlässigung der Regelstabbewegung und der Zunahme der Spaltproduktgifte teilweise auf, der Gesamtfehler ist klein. Dann erhält man die Brutrate während des Reaktorbetriebes, indem man sie bei mittlerer Spaltproduktvergiftung und mittlerer Eintauchtiefe der Regelstäbe für verschiedene Überschubreaktivitäten berechnet. Abbildung 12b zeigt die Abhängigkeit der Brutrate vom Eigenwert des Reaktors, wobei die Eigenwertänderung dem oben Gesagten zufolge durch Änderung der Spaltstoffkonzentration bei mittlerer Spaltproduktvergiftung und mittlerer Eintauchtiefe der Stäbe zustande kommt. Mit zunehmender Anreicherung des Reaktors mit spaltbarem Material nimmt die Brutrate stark ab, da die Anreicherung mit spaltbarem Material auf Kosten der Brutmaterialien geschieht. D.h. aber auch, je größer die Anfangsüberschubreaktivität ist, desto kleiner wird die Brutrate und zwar ist die Abhängigkeit sehr stark. Z.B. bedeuten nach Abb. 12b 2 % Zunahme der Überschubreaktivität etwa eine Abnahme von 0,05 in der Brutrate, woraus sich die Folgerung ergibt, daß die Brutrate für einen ohne Regelstäbe gerade kritisch gemachten Reaktor (durch sog. Y-Iteration auf $k_{\text{eff}}=1$) unrealistisch ist.

Der Einfluß der Überschubreaktivität auf die Brutrate erklärt sich durch die veränderten Teilchenzahlen und das dadurch veränderte Spektrum. Für den Einfluß der Regelstäbe jedoch sind diese Effekte ziemlich belanglos. Die durch die Bewegung der Regelstäbe verursachte Brutratenänderung beruht vielmehr im wesentlichen auf Flußverwerfungen bzw. Flußverdrängungen. Teilweise eingefahrene Regelstäbe bewirken eine Flußverdrängung in das radiale sowie in das obere bzw. untere axiale Blanket, wodurch die Brutrate zunächst ansteigt. Bei ganz eingefahrenen Regelstäben verschwindet die Verdrängung in das axiale Blanket, außerdem wird dann auch die Neutronenabsorption in den Stäben bedeutender, so daß die Brutrate wieder fällt. Tabelle 3 zeigt die Brutrate der einzelnen Zonen für die genannten Fälle.

Tabelle 3 Brutraten ¹⁾

	K_{eff}	Gesamt- brutrate	Brutrate im ax. Blanket	Brutrate im rad. Blanket	Brutrate im Core
Reaktor 3 mit Followern	1.053	1.328	0.292	0.324	0.712
Reaktor 3, teilw.ein- gef.Stäbe	0.993	1.362	0.318	0.349	0.695
Reaktor 3 teilw. ein- gef.Stäbe	0.975	1.370	0.322	0.358	0.691
Reaktor 3 ganz ein- gef.Stäbe	0.939	1.343	0.285	0.383	0.676

Man sieht, daß die Brutrate mit zunehmender Eintauchtiefe im Core, von spektralen Effekten einmal abgesehen, infolge der Absorption in den Regelstäben stetig fällt, im radialen Blanket infolge zunehmender Flußverdrängung stetig ansteigt und im axialen Blanket infolge der Flußverdrängung erst ansteigt, dann aber bei großer Eintauchtiefe wieder fällt.

1) Die Brutrate ist hier definiert als

$$\sum_I \int_{\text{Zone}} \sigma_c^i(\text{U238, Pu240}) \phi^i dV$$

Zone

$$\sum_I \int_{\text{Reaktor}} \sigma_a^i(\text{Pu239, Pu241}) \phi^i dV$$

Reaktor

VII. Zusammenfassung

Bei der Berechnung von Eigenwerten und integralen Raten für zylindrische Reaktoren mit ganz oder teilweise eingefahrenen Regelstäben mittels null-, ein- und zweidimensionaler Diffusionscodes bietet die Methode von N. Spinks [1] gegenüber der bisher angewandten Vorteile sowohl hinsichtlich der Genauigkeit als auch hinsichtlich der Rechenzeit. Die Anwendung dieser Methode ist denkbar einfach. Voraussetzung für gute Ergebnisse ist eine Reaktorkonfiguration mit jeweils mindestens 6 Regel- oder Abschaltstäben im gleichen, nicht zu großen Abstand vom Corezentrum. Die letzten Entwürfe für schnelle Brüter sehen bei Dampf- und bei Natriumkühlung stets jeweils 6 oder mehr Stäbe im gleichen Abstand vom Corezentrum vor, so daß bei der Berechnung dieser Reaktoren die Methode von Spinks Anwendung finden kann.

Die anschließenden Untersuchungen des zweiten Teiles dieser Arbeit über die Abhängigkeit der Brutrate von der Eintauchtiefe der Regelstäbe und von der Überschussreaktivität zeigen, daß Regelstabbewegungen während des Reaktorbetriebes nur einen geringen Einfluß auf die Brutrate haben, daß jedoch Änderungen der Überschussreaktivität durch Änderung der Anreicherung einen erheblich stärkeren Einfluß auf die Brutrate haben. Realistische Brutraten erhält man daher nur, wenn man sie für die richtigen Überschussreaktivitäten berechnet.

Literatur:

[1] N. Spinks "A Method for Calculating the Reactivity
Worth of Partially Inserted Control
Rods Using Two-Dimensional Geometry",
AAEC/E 134 (1965)

[2] W. Höbel "DIXY - der Karlsruher zweidimensionale
Multigruppendiffusionscode"
Programmbeschreibung Nr. 69 (1966)

[3] W. Höbel, Private Mitteilung und Notiz
H.Küsters HF/"S" - Nr. 53 (1966)

[4] H. Klippel Private Mitteilung

Anhang I

a) Teilchenzahlen der Reaktoren 1-3

Bezeichnungen der Karlsruher NUSYS-Konvention entsprechend

1. Core-Zone		2. Core-Zone	
CR520	3,2996E-3	CR520	3,2996E-3
FE560	1,3635E-2	FE560	1,3635E-2
NA230	6,7200E-3	NA230	6,7200E-3
NI590	2,3750E-3	NI590	2,3750E-3
O 160	1,9706E-2	O 160	1,9754E-2
PU390	1,1798E-3	PU390	1,8233E-3
PU400	3,4605E-4	PU400	5,3487E-4
PU410	3,9324E-5	PU410	6,0780E-5
PU420	7,8647E-6	PU420	1,2156E-5
SPP90	3,6225E-4	SPP90	3,6225E-4
U2380	7,9117E-3	U2380	7,0994E-3
Blankets		Stäbe	
CR520	3,2996E-3	B 100	4,41E-3
FE560	1,3635E-2	B 110	1,79E-2
NA230	6,7200E-3	CR520	3,18E-3
NI590	2,3750E-3	FE560	7,86E-3
O 160	1,9580E-2	NA230	1,41E-2
U2380	9,7902E-3	NI590	4,95E-3

(Teilchenzahlen pro cm^3 in Einheiten von 10^{24})

b) Abmessungen der Reaktoren 1-3 (Testgeometrien 1-3)

$$R = 128,5 \text{ cm}$$

$$R_1 = 78,5 \text{ cm}$$

$$R_2 = 55,5 \text{ cm}$$

$$H = 175,0 \text{ cm}$$

$$H_c = 95,0 \text{ cm}$$

$$t_1 = 13,87 \text{ cm}$$

$$t_2 = 15,70 \text{ cm}$$

$$\text{Stabquerschnitt } q = 280,6 \text{ cm}^2$$

Anhang II

Die Bestimmung von Bucklings für Rechnungen in R- θ -Geometrie.

Für die in dieser Arbeit durchgeführten Rechnungen in R- θ -Geometrie wurden die Bucklings, i. a. gruppen- und mischungsabhängig, aus R-Z-Rechnungen gewonnen. Alle Bucklings wurden als unabhängig von der Eintauchtiefe der Stäbe angenommen. Die Bestimmung der Bucklings geschah dann durch Anpassen der Funktion $\cos B_m^i z$ an den axialen Flußverlauf der i-ten Gruppe in der Mitte der Zone m. Die Anpassung wurde so vorgenommen, daß der Fluß im Core möglichst gut beschrieben wurde. Die Güte der Bucklings wurde durch zwei weitere Rechnungen getestet.

Einmal wurde für den gleichen Reaktor eine eindimensionale Rechnung in radialer Richtung mit den vorweg bestimmten axialen Bucklings durchgeführt, und zum andern wurde für ganz herausgezogene Stäbe eine R- θ -Rechnung mit diesen Bucklings durchgeführt. Bei "richtiger" Berechnung der Bucklings sollten die R-Z-Rechnung und die eindimensionale Rechnung mit Bucklings sowie die R-Z-Rechnung für ganz herausgezogene Ringe und die R- θ -Rechnung mit Bucklings für ganz herausgezogene Stäbe jeweils gleiche Ergebnisse liefern. War dies nicht näherungsweise erfüllt, wurden die Bucklings solange leicht modifiziert, bis die erforderliche Übereinstimmung der Ergebnisse gegeben war.

Abb. 1 Dreidimensionale Reaktorgeometrie

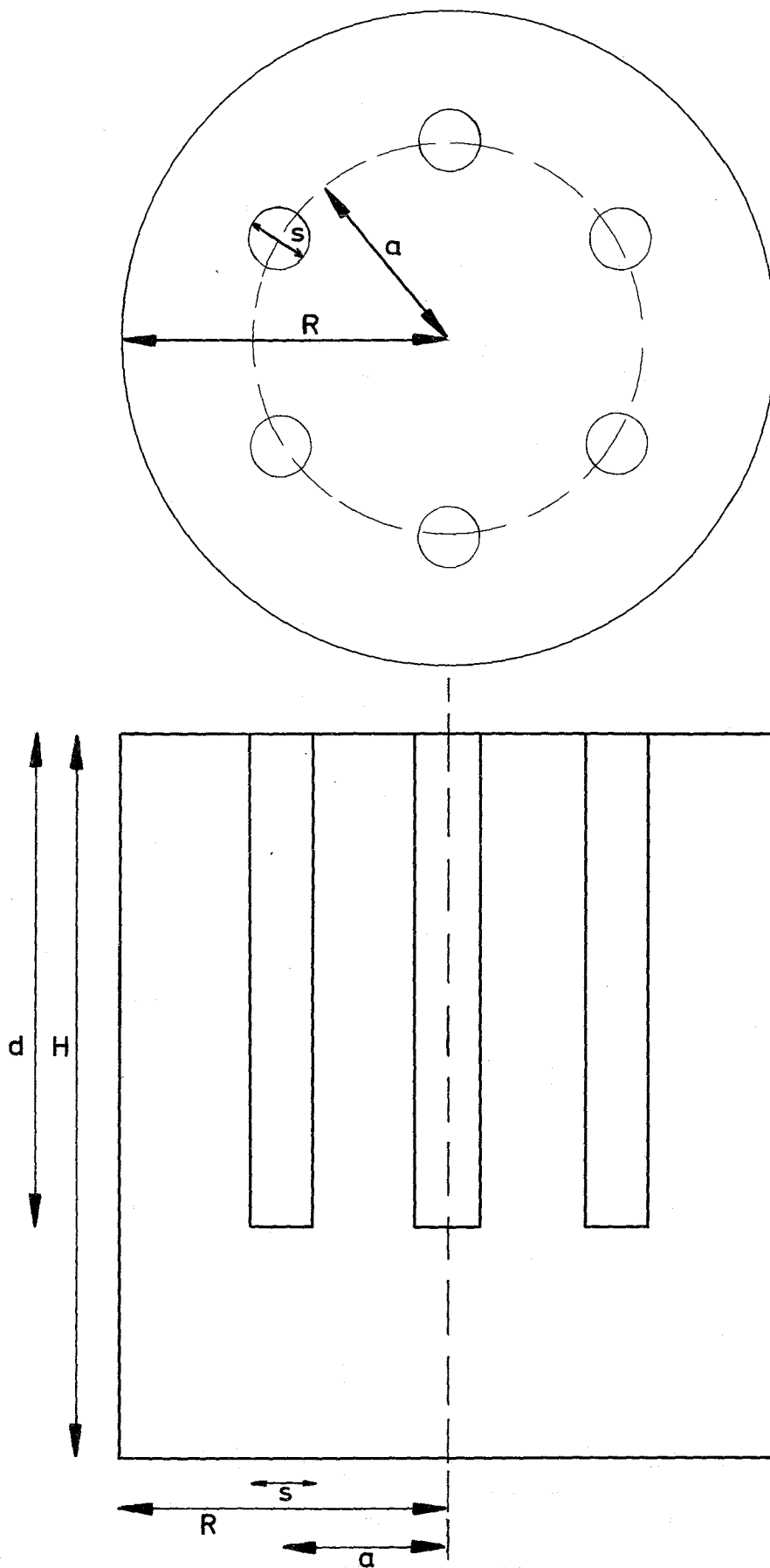


Abb. 2 Für normale R-Z-Rechnungen transformierter Reaktor

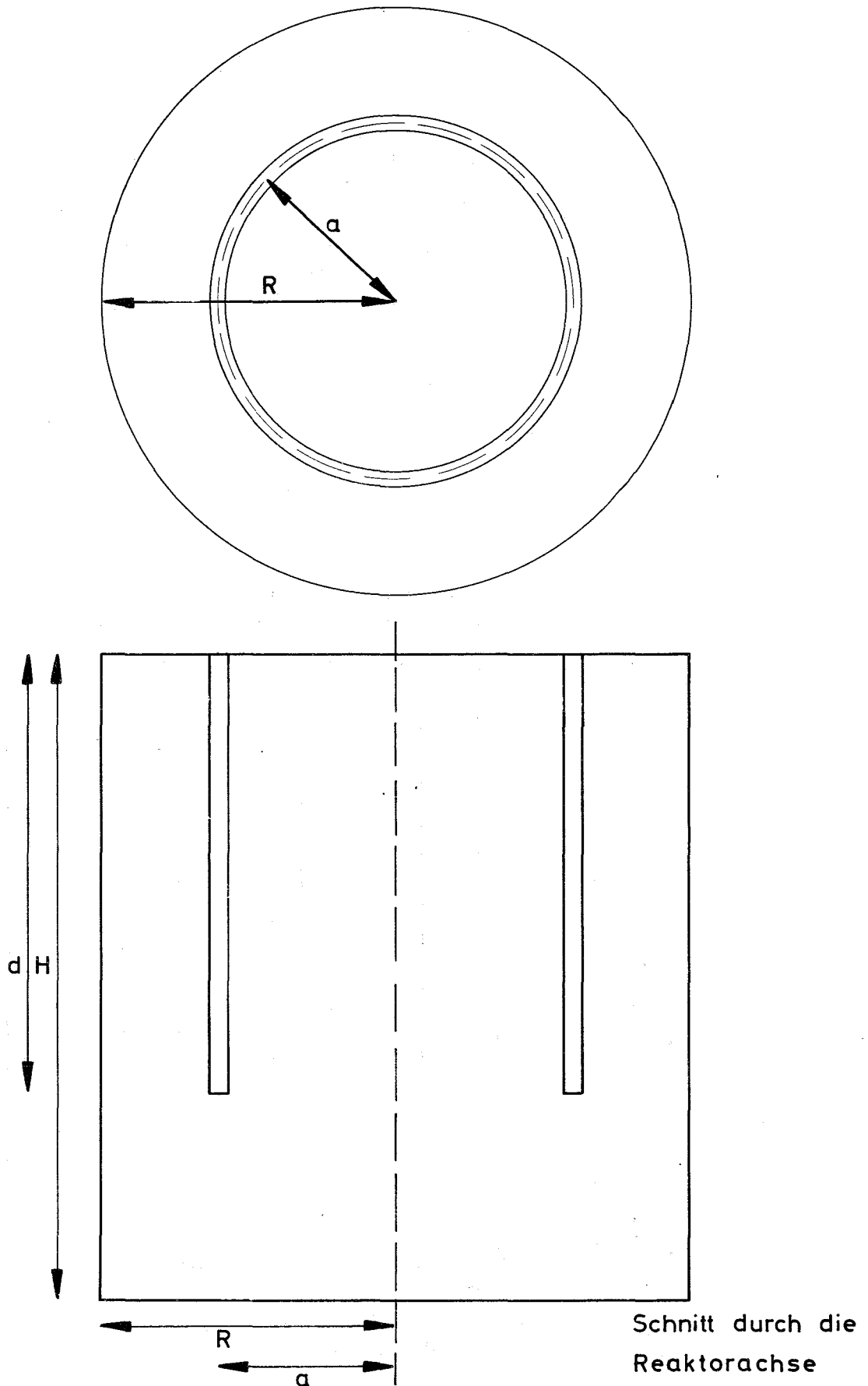


Abb. 3 Für $R-\theta$ -Rechnungen transformierter Reaktor

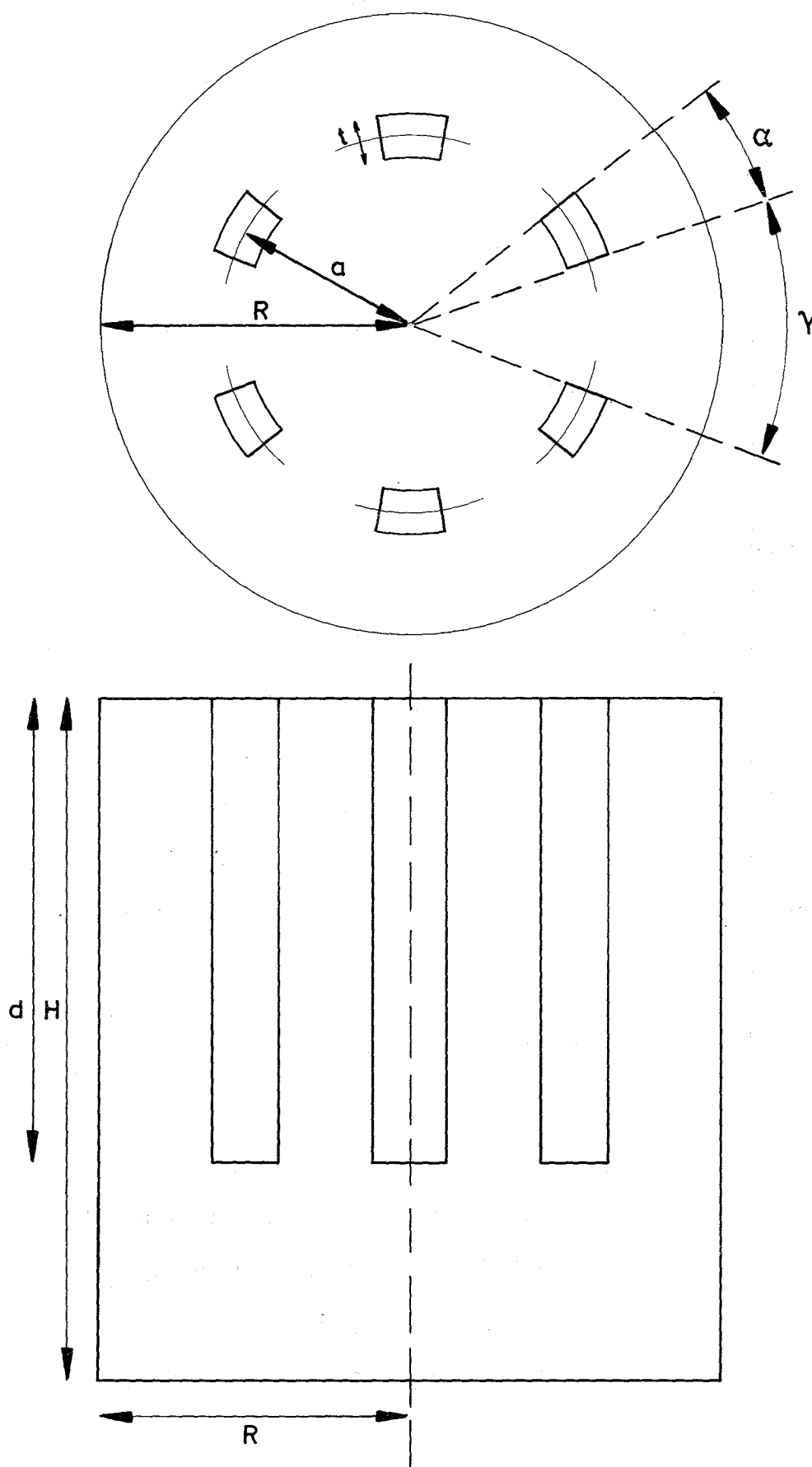
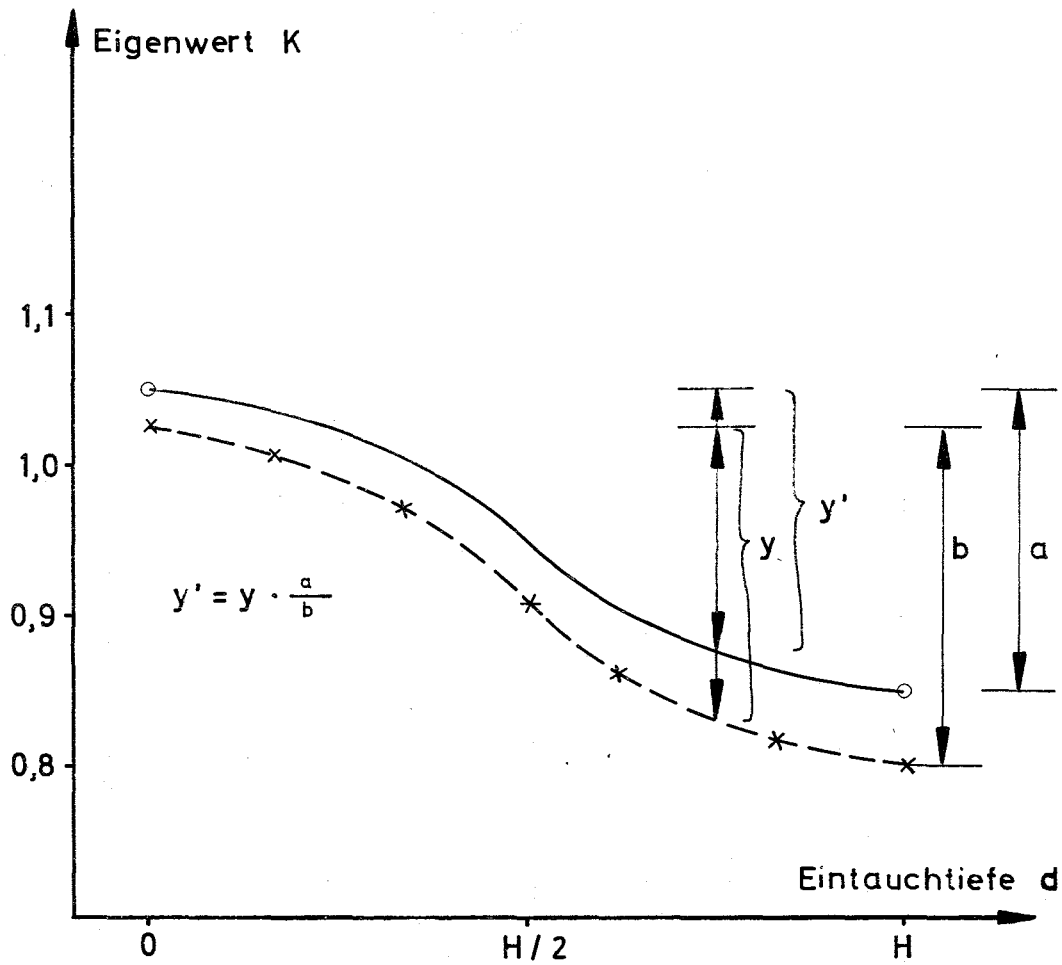


Abb. 4 Korrektur der Eigenwerte nach (2)



- Ergebnisse der R- Θ -Rechnungen
- × Ergebnisse der R-Z-Rechnungen
- korrigierte Kurve
- - - unkorrigierte Kurve

Abb. 5 Nach Spinks transformierter Reaktor

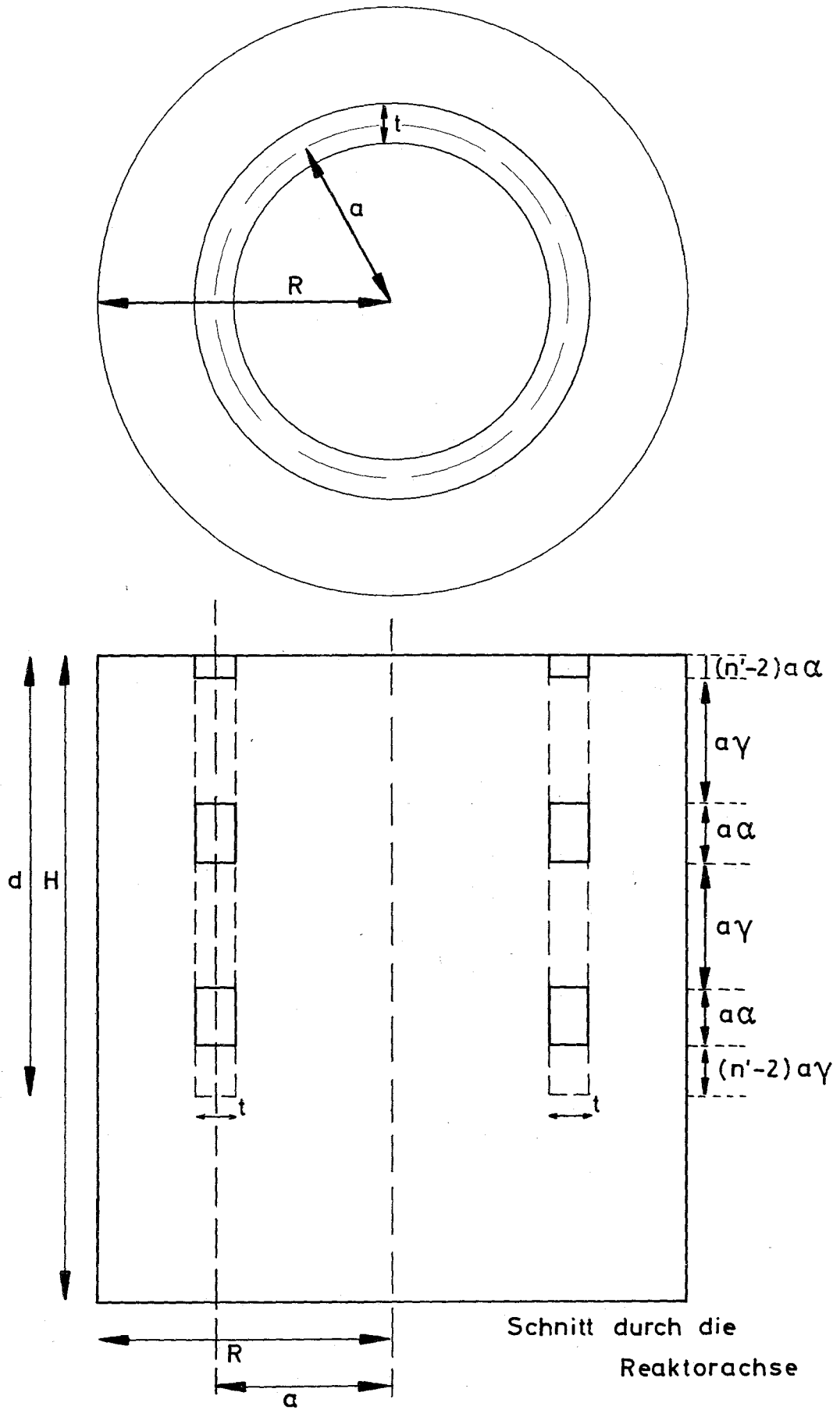


Abb. 6 Nach Spinks transformierter Reaktor.
Andere Lage der Ringe

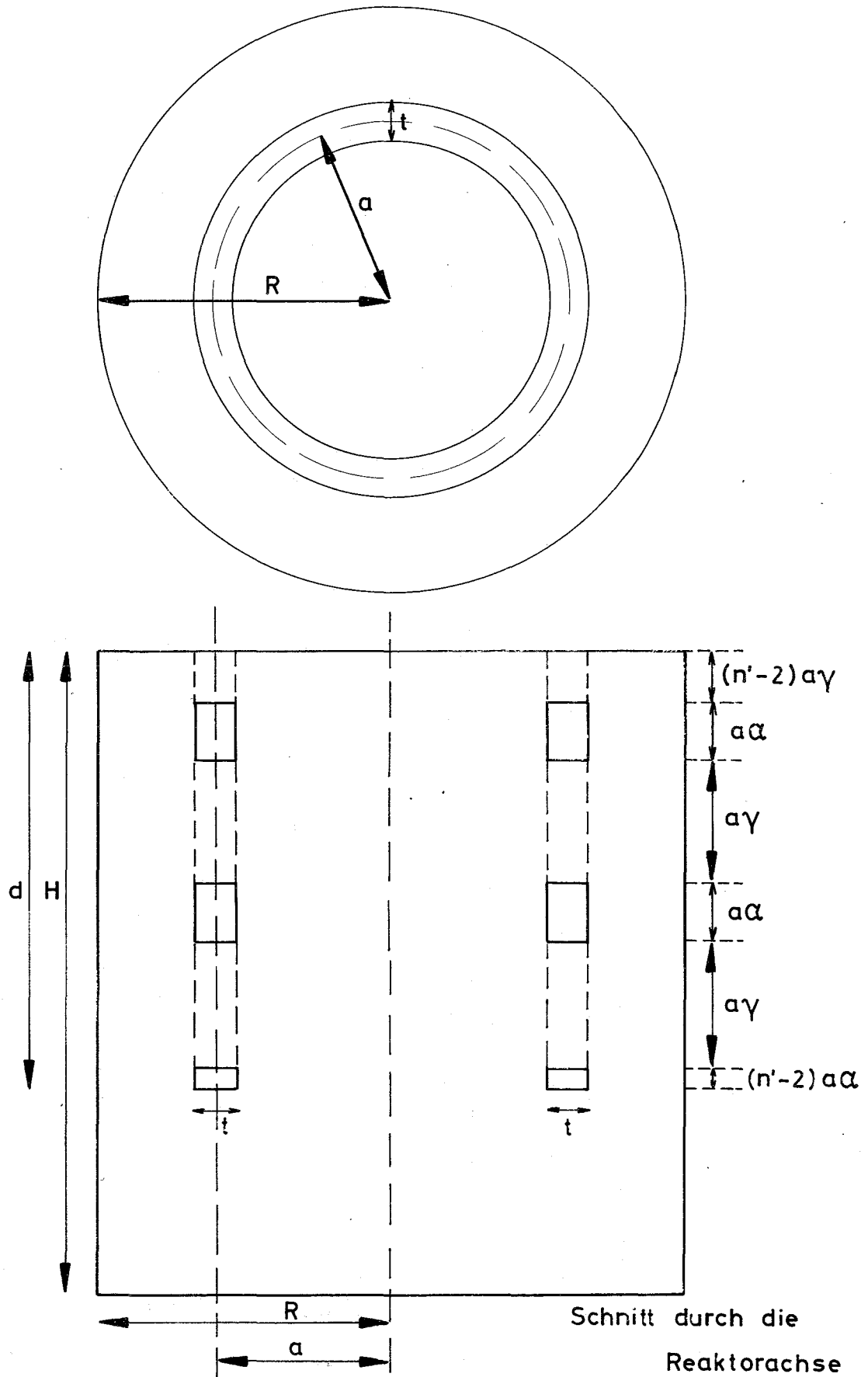
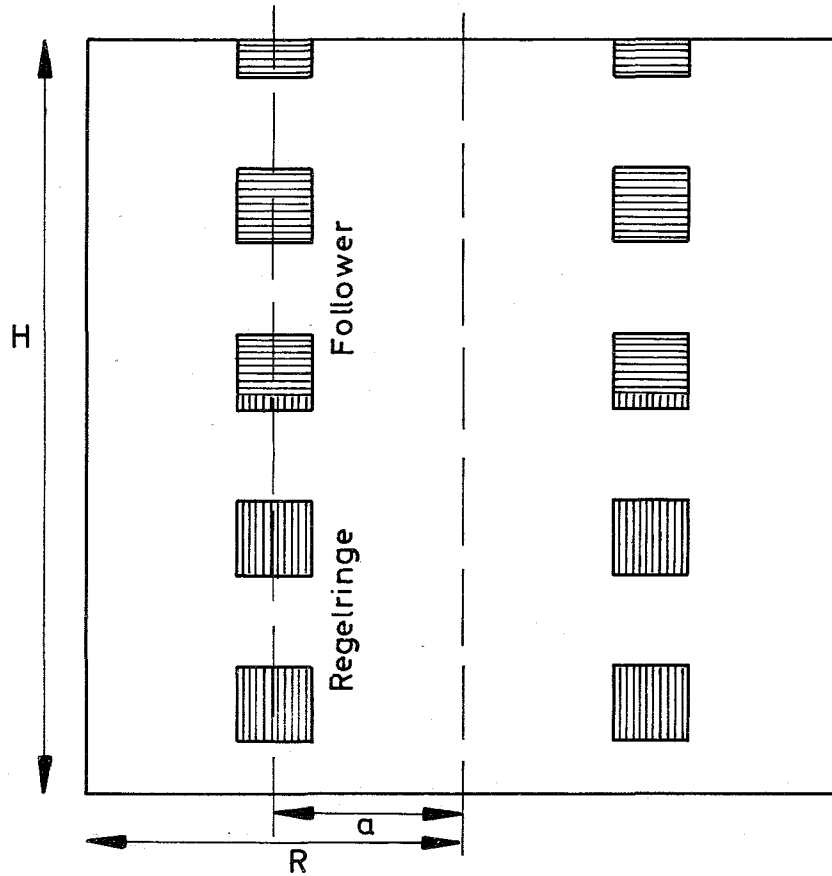


Abb. 7 Nach Spinks transformierter Reaktor.
Halb eingefahrene Regelstäbe mit Follower.

a Followerringe über den Regelringen



b Followerringe unter den Regelringen

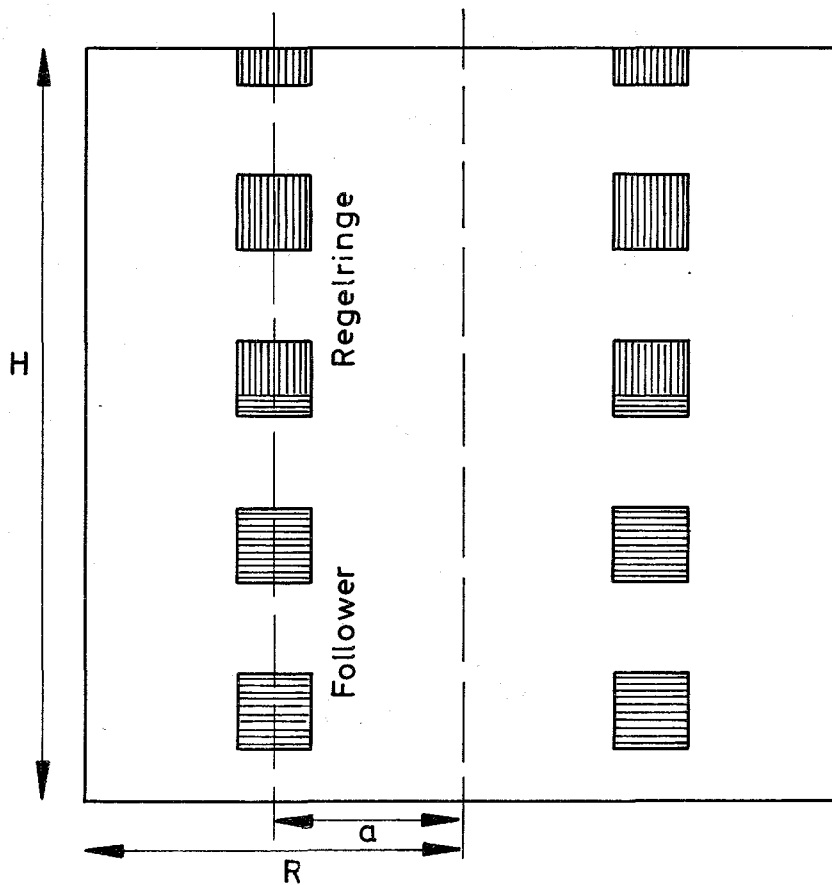
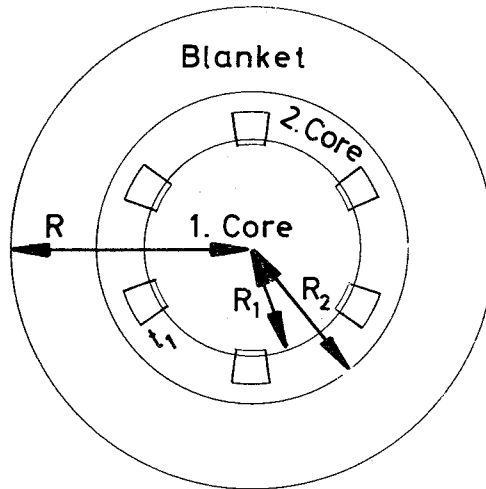
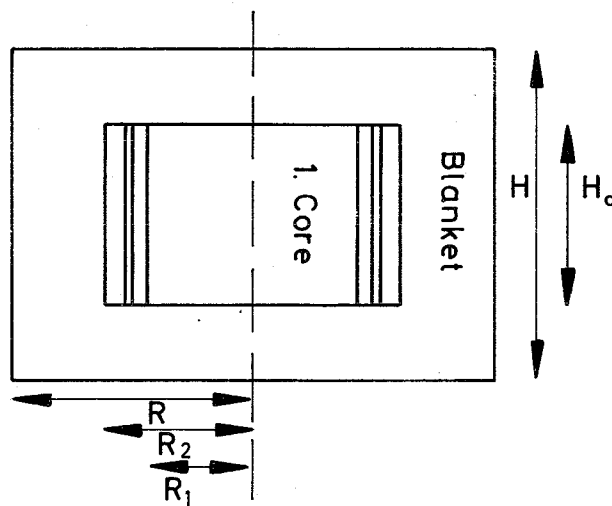


Abb. 8 Testgeometrie 1, ganz eingefahrene Stäbe.

a Geometrie für $R-\theta$ -Rechnungen



b Geometrie für $R-Z$ -Rechnungen



c Geometrie für Rechnungen nach Spinks

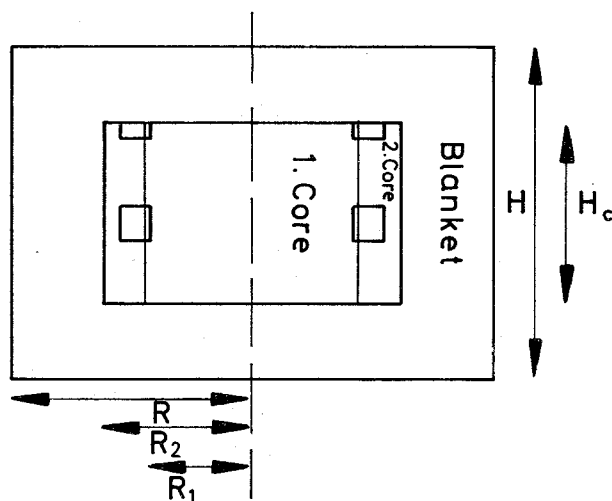
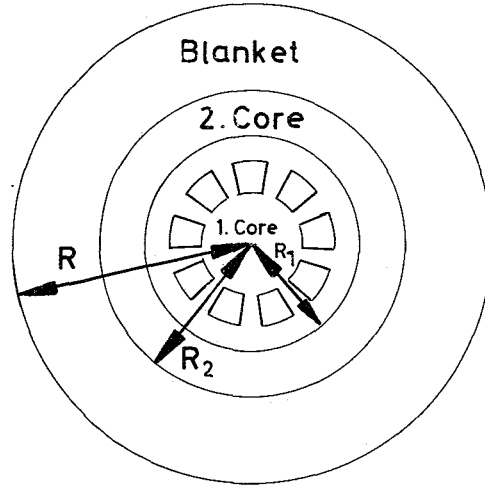
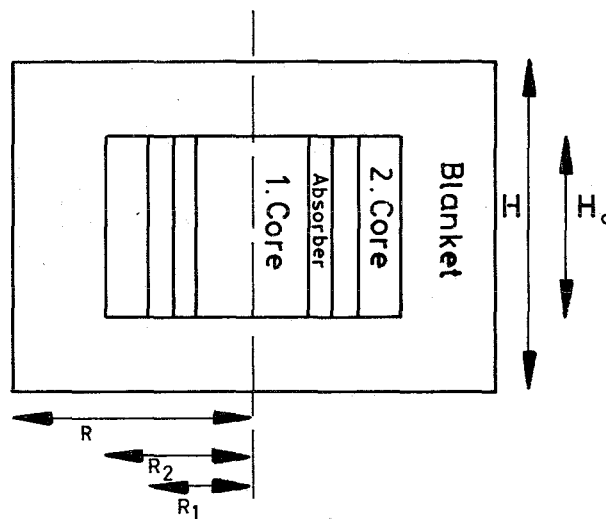


Abb. 9 Testgeometrie 2 ,ganz eingefahrene Stäbe.

a Geometrie für $R-\theta$ -Rechnungen



b Geometrie für $R-Z$ -Rechnungen



c Geometrie für Rechnungen nach Spinks

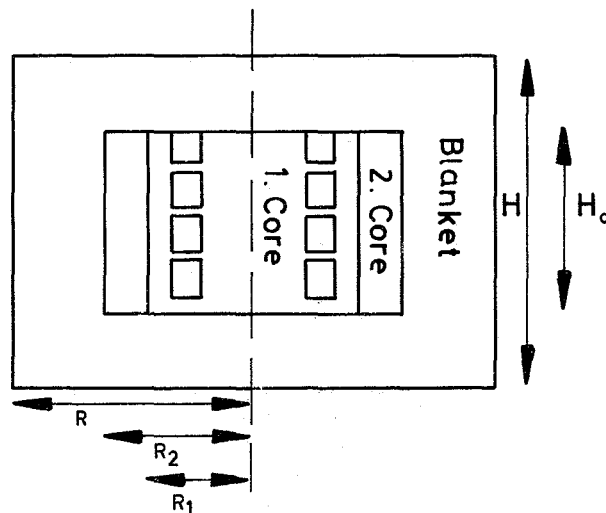
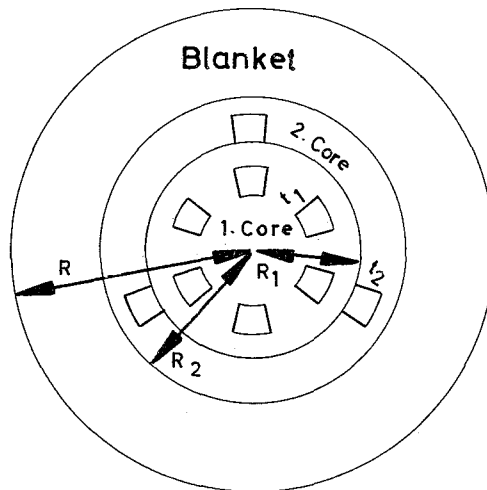
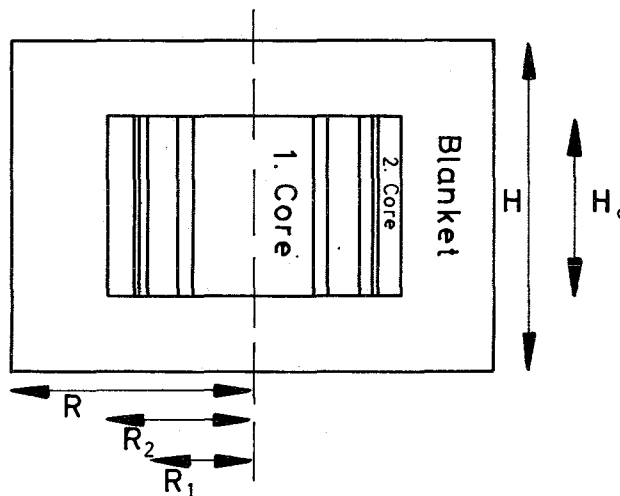


Abb. 10 Testgeometrie 3, ganz eingefahrene Stäbe.

a Geometrie für $R-\theta$ -Rechnungen



b Geometrie für $R-Z$ -Rechnungen



c Geometrie für Rechnungen nach Spinks

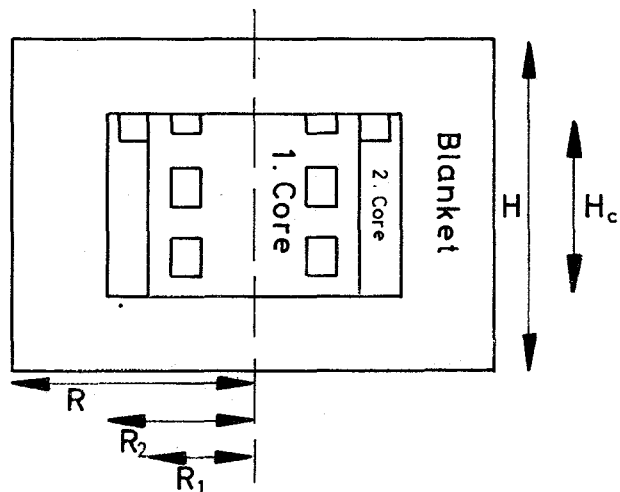
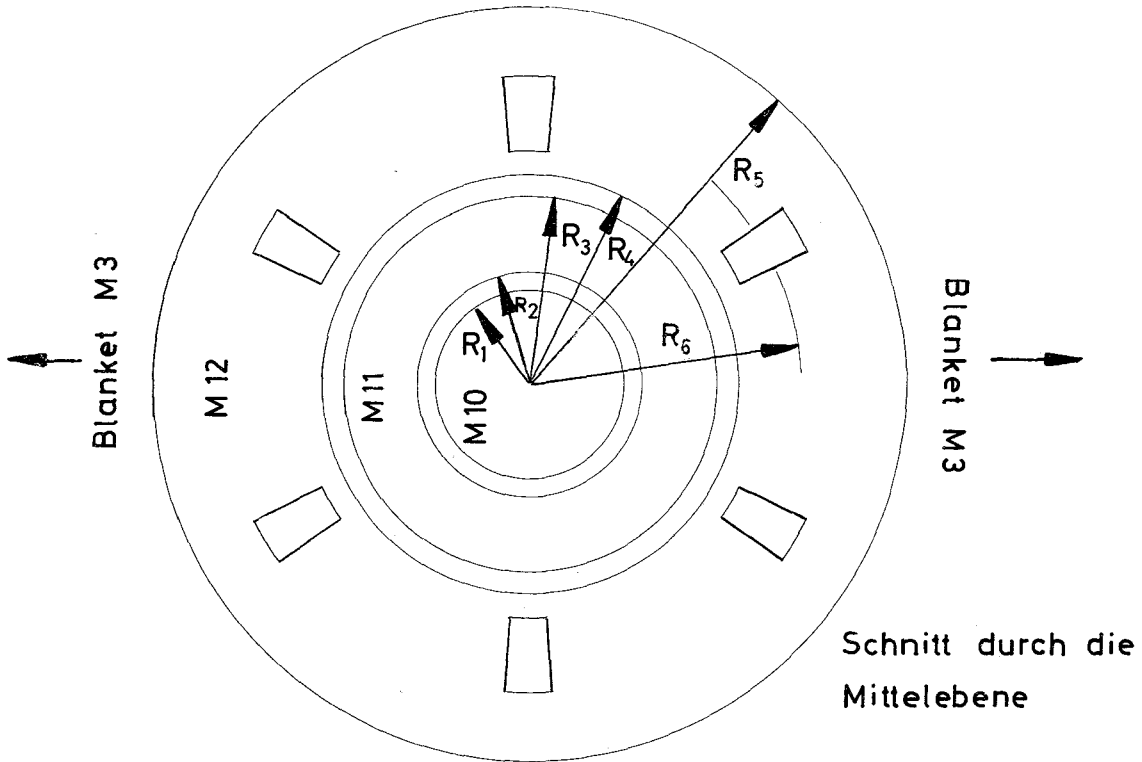


Abb. 11 Geometrie des Hochflußreaktors

a Geometrie für R- θ -Rechnungen



b Geometrie für Rechnungen nach Spinks (anderer Maßstab)

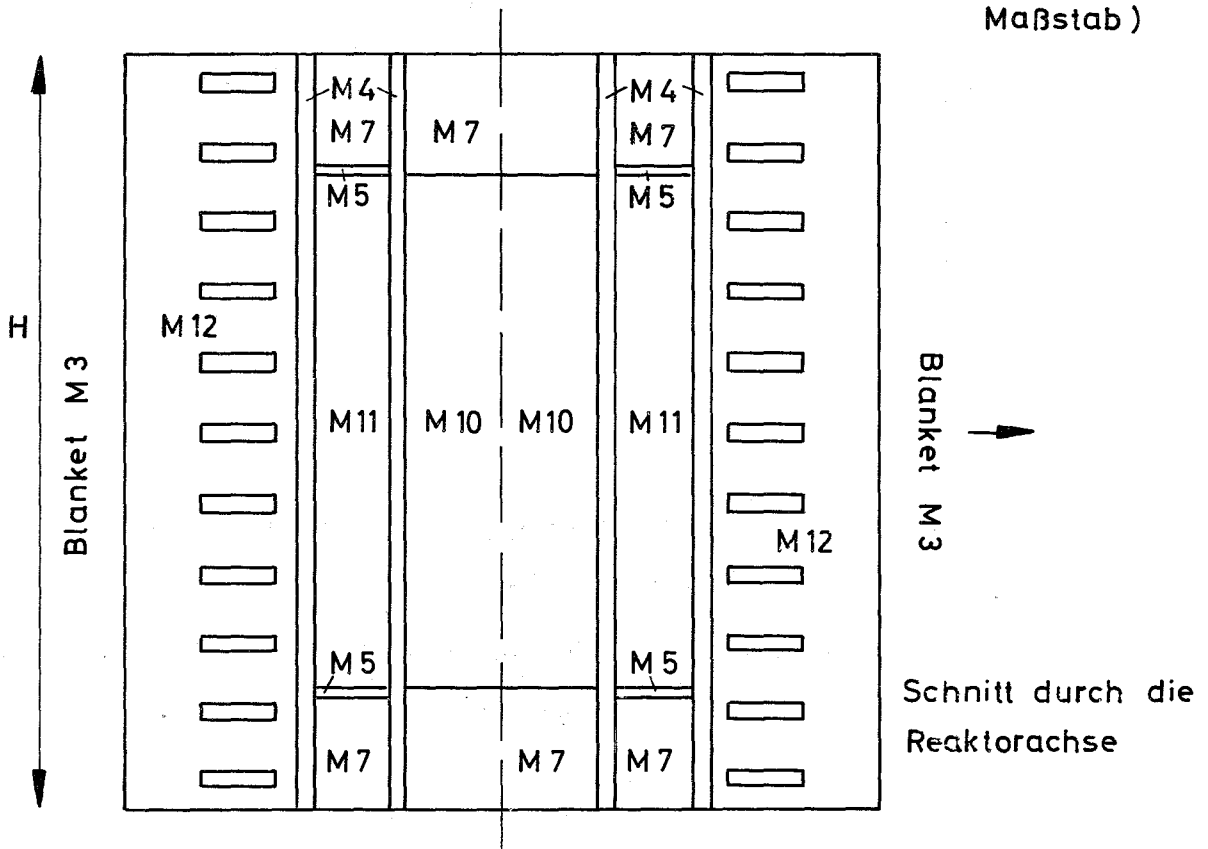
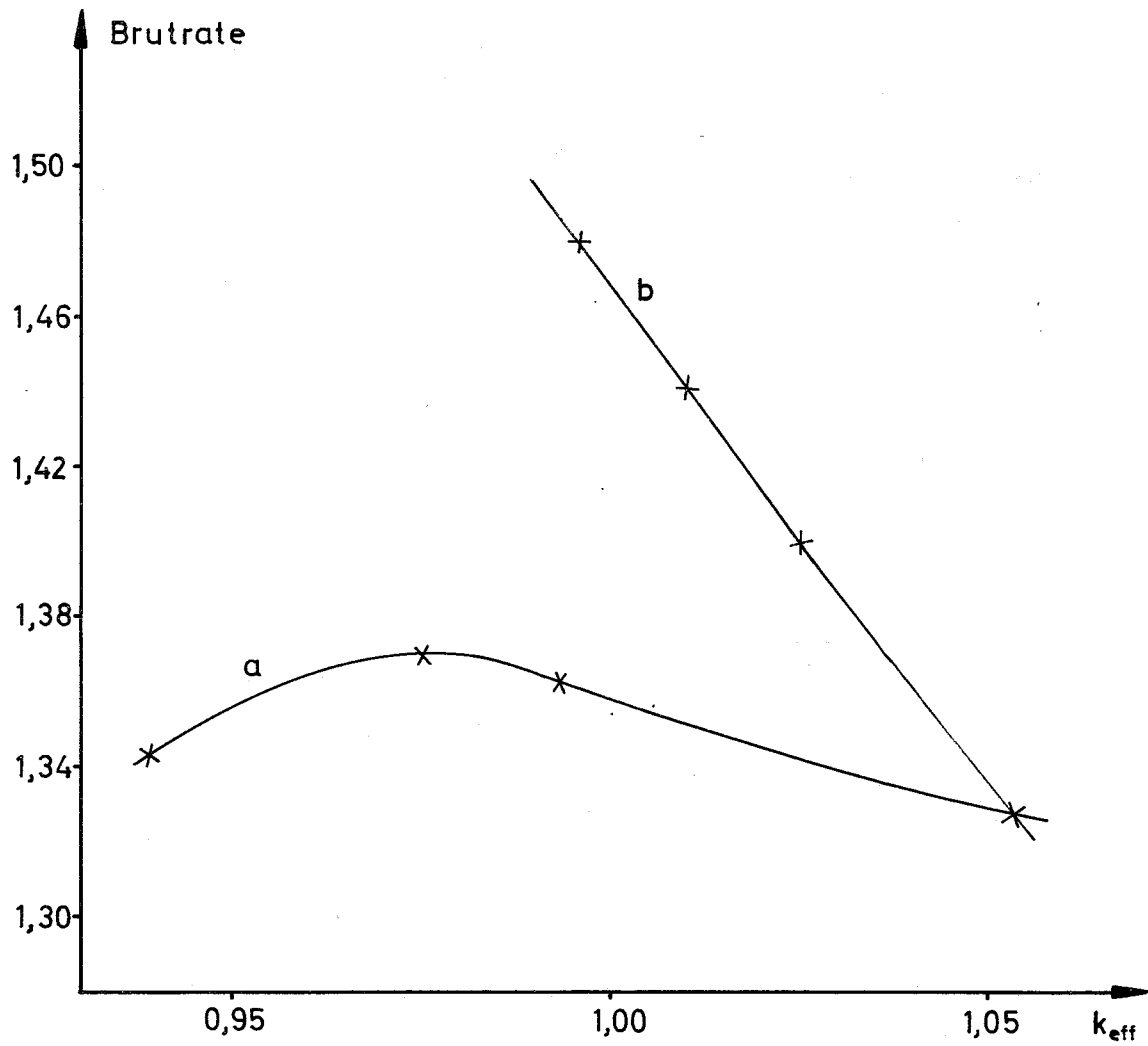


Abb. 12



- a Brutrate in Abhängigkeit vom durch Regelstäbe veränderten Eigenwert.
- b Brutrate in Abhängigkeit vom durch Anreicherung veränderten Eigenwert.