



Forschungszentrum Karlsruhe
Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte
FZKA 5516

**Untersuchungen zu
Leistungsexkursionen bei
schnellen Reaktoren mit
einem einfachen
Rechenprogramm**

E. A. Fischer

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Nukleare Sicherheitsforschung

Juli 1995

Forschungszentrum Karlsruhe

Technik und Umwelt

Wissenschaftliche Berichte

FZKA 5516

**Untersuchungen zu Leistungsexkursionen bei schnellen Reaktoren
mit einem einfachen Rechenprogramm**

E.A. Fischer

**Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Nukleare Sicherheitsforschung**

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

1995

Als Manuskript gedruckt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Forschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 76021 Karlsruhe

ISSN 0947-8620

Zusammenfassung

Die Energiefreisetzung bei prompt überkritischen Leistungsexkursionen in schnellen Reaktoren wird nach einer stark vereinfachten Methode abgeschätzt. Es wird angenommen, daß eine Reaktivitätsrampe in den ungestörten Kern einläuft. Als Rückwirkung wird nur der Dopplerkoeffizient und die Core-Disassembly durch Brennstoffdampfdruck berücksichtigt, wobei der Kern als kugelförmig angenommen wird. Dieses einfache Modell ermöglicht Parameterstudien ohne großen Rechenaufwand.

Zunächst werden Ergebnisse mit dem noch einfacheren analytischen Modell von Fröhlich und Johnson nachgerechnet. Bei den Parameterstudien wird in erster Linie die Reaktivitätsrampe variiert. Rechnungen für verschiedene Dopplerkoeffizienten und Neutronenlebensdauern werden durchgeführt.

Als wichtiger Punkt wurde das Exkursionsverhalten für verschiedene Reaktorgrößen untersucht, wobei u.a. die ASTRA-Core Designs der Firma Siemens zugrunde gelegt wurden. Es zeigt sich, daß in diesem vereinfachten Modell für große Reaktoren und steile Rampen hohe Energiefreisetzungen berechnet werden. Für das ASTRA-Core der mittleren Größe (1200 MWth) liegen die Energiefreisetzungen in einem Bereich, der vermutlich beherrscht werden kann. Durch Beimengung von Berylliumoxide wird der Dopplerkoeffizient erhöht und die berechnete Energiefreisetzung vermindert.

Es muß betont werden, daß hier nur grob orientierende Ergebnisse erhalten wurden. Für belastbare Ergebnisse müssen Störfallanalysen mit den Codes SAS4A und SIMMER durchgeführt werden. Diese Codes erlauben die Beschreibung einer Vielzahl von Einzelphänomenen während des komplizierten Störfallablaufs. Analysen mit diesen Codes sind jedoch sehr aufwendig.

Analysis of Power Excursions in Fast Reactors with a Simple Computer Routine

Summary

The energy release during prompt critical power excursions in fast reactors is estimated using a simple method. Reactivity ramps in the operating reactor are postulated. The only feedback mechanisms considered are due to the Doppler coefficient, and due to vapor-pressure driven core disassembly. The core is assumed to be spherical. This very simple model allows inexpensive parameter studies.

First, results obtained with the still simpler analytic model by Fröhlich and Johnson are duplicated. In the frame of the parameter studies, the reactivity ramp is varied. Cases with different Doppler constants and neutron lifetimes are investigated.

The main point, however, is studying excursions for reactors of different sizes, where the ASTRA-Core designs suggested by Siemens are used. One finds that the model predicts high energy release for fast ramps in a large reactor. For the medium-size ASTRA Core (1200 MWth) energy releases are of a magnitude which can probably be contained, if very high ramp rates can be excluded. Furthermore, by admixture of beryllium oxide, the Doppler constant is enhanced and the predicted energy release reduced.

It must be emphasized that only scooping results were obtained. For more reliable results, accident analyses with the Codes SAS4A and SIMMER are needed. These codes allow to simulate a number of different phenomena during the complex accident path. However, analyses with these codes are very expensive.

Inhalt:

1. Einleitung	1
2. Differentialgleichungen	3
3. Ergebnisse von Parameterstudien	11
3.1 Abhängigkeit der Energieerzeugung von der Neutronen- lebensdauer	11
3.2 Disassembly-Rückwirkung ohne Dopplereffekt	11
3.3 Einfluß des Dopplerkoeffizienten auf das Exkursionsverhalten	13
3.4 Einfluß der verzögerten Neutronen	15
3.5 Parametervariation: Verschiedene Reaktorgrößen	16
3.6 Parametervariation bei den ASTRA-Cores	17
3.7 Parametervariation beim Core ASTRA 1200	18
3.8 Variation der Neutronenlebensdauer im SNR-300	19
3.9 Beimischung von BeO zur Erhöhung des Dopplerkoeffizienten (ASTRA1200)	19
4. Referenzen	21

1. Einleitung

Prompt kritische Leistungsexkursionen bei schnellen Reaktoren wurden von Häfele [1] und von Fröhlich und Johnson [2] mit einem stark vereinfachten Modell untersucht. In beiden Arbeiten wird nulldimensional gerechnet. Ferner wird der Einfluß der verzögerten Neutronen vernachlässigt, und die Reaktivitätsrückwirkung wird durch einen (temperaturunabhängigen) Temperaturkoeffizienten, den man als Dopplerkoeffizienten interpretieren kann, dargestellt. Die Gleichungen lauten

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\delta k}{l} n \quad (1)$$

$$\frac{dT}{dt} = \frac{1}{c} (n - n_0) \quad (2)$$

$$\delta k = at - \Gamma (T - T_0) \quad (3)$$

Dabei ist

n	Leistungsdichte (W/kg)
n ₀	Nennleistungsdichte (W/kg)
T	Temperatur (K)
T ₀	Betriebstemperatur (K)
a	Reaktivitätsrampe (δk/s)
c	Wärmekapazität (J/kg K)
Γ	Temperaturkoeffizient (δk/K)
l	Lebensdauer der prompten Neutronen (s)

Diese Gleichungen haben den Vorteil, daß sich die Lösung auf ein einziges, numerisch auszuführendes Integral zurückführen läßt. Ihr Nachteil ist, daß sie selbst für generische Untersuchungen zu stark vereinfacht sind und leicht zu falschen Aussagen, auch über generische Trends, führen können.

Das Ziel der folgenden Untersuchungen ist es, Parameterstudien zum Verhalten bei prompt kritischen Leistungsexkursionen durchzuführen mit einem Modell, das zwar immer noch stark vereinfacht ist (quasi nulldimensional), das aber wesentliche Charakteristika eines schnellen Reaktors berücksichtigt, nämlich

- die Temperaturabhängigkeit des Dopplerkoeffizienten;
- die Abschaltung durch Core-Disassembly bei energetisch verlaufenden Exkursionen; dafür wird auch die Dampfdruckkurve des Brennstoffs benötigt;
- Einfluß der verzögerten Neutronen.

Die Differentialgleichungen werden in Abschnitt 2 zusammengestellt. Sie werden numerisch in dem Programm EXCUR gelöst. Mit diesem Programm wurden verschiedene Parameterstudien durchgeführt, die in Abschnitt 3 dargestellt werden.

Für detaillierte Störfallanalysen stehen komplexe Codes wie SAS4A [3] und SIMMER [4] zur Verfügung, mit deren Hilfe die Störfallabläufe im einzelnen verfolgt werden können. Die Rechnungen mit solchen Codes sind jedoch recht aufwendig. Es scheint daher gerechtfertigt, Untersuchungen die einen groben Überblick über den Einfluß verschiedener Parameter geben sollen, mit einem stark vereinfachten Modell durchzuführen.

2. Differentialgleichungen

Zunächst wird die Doppler-Rückwirkung durch eine 2-Term-Anpassung mit den Konstanten ADOP und BDOP berücksichtigt. Man hat dann

$$\delta k_{\text{Dopp}} = - \text{ADOP} \ln (T/T_0) - 2 \cdot \text{BDOP} \left(\frac{1}{\sqrt{T_0}} - \frac{1}{\sqrt{T}} \right) \quad (4)$$

Dies entspricht dem Doppler-Temperaturkoeffizienten

$$\frac{\partial k}{\partial T} = - \frac{\text{ADOP}}{T} - \frac{\text{BDOP}}{T^{3/2}} \quad (5)$$

Die Gleichungen der Reaktorkinetik lauten unter Berücksichtigung der verzögerten Neutronen

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\delta k - \beta}{l} n + \sum_{i=1}^6 \lambda_i C_i \quad (6)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{l} n - \lambda_i C_i \quad i = 1, \dots, 6 \quad (7)$$

mit den Vorläuferkonzentrationen C_i .

Um die Rückwirkung durch Core-Disassembly in einfacher Näherung zu beschreiben, wird der Kern in Kugelform angenommen, wie dies in älteren Arbeiten gemacht wurde, die sich mit Erweiterungen der ursprünglichen Bethe-Tait-Methode befaßten; siehe z.B. Nicholson [5] und Meyer und Wolfe [6]. Nach [6], Formel A 1.35, läßt sich die 2. Ableitung der Disassembly-Rückwirkung in der benutzten Näherung schreiben

$$\frac{d^2 k_{\text{Dis}}}{dt^2} = - \frac{48 q^2}{\rho v \Sigma_f \Sigma_{tr} R^7} \frac{\int_0^R p(r) \left[1 - 2q \frac{r^2}{R^2} \right] r^2 dr}{1 - \frac{6}{5} q + \frac{3}{7} q^2} \quad (8)$$

Die (normierte) Leistungsverteilung, die nach der Diffusionsgleichung gegeben ist durch

$$n(r) = \frac{\sin Br}{Br},$$

wird bei der Ableitung der Gleichung (8) durch eine quadratische Formel angenähert

$$n(r) = 1 - q \frac{r^2}{R^2} \quad (9)$$

Der Form-Parameter q hängt mit dem Buckling B^2 durch die Beziehung $q = R^2 B^2 / 6$ zusammen. Die Flußkrümmung in Core-Mitte ist dann bei beiden Formeln dieselbe. R ist dabei der Radius des kugelförmigen Kerns. In (8) ist ρ die Schmierdichte des Brennstoffs, $p(r)$ ist die radiale Druckverteilung, die Wirkungsquerschnitte haben ihre übliche Bedeutung.

Die Formel (8) läßt sich umschreiben

$$\frac{d^2 k_{Dis}}{dt^2} = - \frac{24 q (k_{\infty} - 1) \int_0^R \frac{p}{\rho} \left[1 - 2 q \frac{r^2}{R^2} \right] r^2 dr}{k_{\infty} R^5 \left(1 - \frac{6}{5} q + \frac{3}{7} q^2 \right)} \quad (10)$$

Diese Form wird bevorzugt, weil in ihr nur noch die integralen Parameter R , q und k_{∞} vorkommen.

Wegen der Leistungsverteilung (9) wird die transiente Temperaturverteilung im Kern

$$T(r, t) = T_0 + (T_{max}(t) - T_0) \left(1 - q \frac{r^2}{R^2} \right) \quad (11)$$

wobei T_{max} die Temperatur in der Kernmitte ist. Die über dem Kern gemittelte Temperatur \bar{T} wird nach (11)

$$\bar{T} = T_0 + (T_{max} - T_0) (1 - 0.6 q) \quad (12)$$

Im folgenden wird diese gemittelte Temperatur, die auch in die Doppler-Rückwirkung eingeht, einfach mit \bar{T} bezeichnet.

In der Annahme, daß die Doppler-Rückwirkung von der mittleren Temperatur abhängt, steckt eine Vereinfachung, die auf das ursprünglich nulldimensionale Modell

zurückgeht. Die Ortsabhängigkeit wird nur bei der Disassembly-Rückwirkung in einfacher Form (Kugelgeometrie) berücksichtigt.

Zur Auswertung von (10) wurde der Dampfdruck nach folgender Formel

$$^{10}\log p \text{ (Mpa)} = 39.187 + 0.1921 \times 10^{-3} T - 34715/T - 3.8571 \ln T \quad (13)$$

aus Referenz [7] benutzt.

Die Integration in (10) kann nach zwei Methoden ausgewertet werden. Bei der ersten geht man davon aus, daß bei den radialen Verteilungen nur Terme bis zu r^2 berücksichtigt werden. Dann ist es offenbar genau genug, die Druckverteilung um eine Ordnung genauer, d.h. bis zur Ordnung r^4 zu berechnen, und die Integration analytisch auszuführen. Alternativ kann die Integration numerisch ausgeführt werden. Beide Methoden geben ähnliche Ergebnisse.

Die obigen Formeln beschreiben den Verlauf einer Exkursion bis zum nuklearen Abschalten. Die Ergebnisse sind die gemittelte und die (maximale) Kernmittentemperatur, und die in der Exkursion erzeugte Energie. Dabei wird nach (2) die spezifische Wärme konstant angenommen.

Von großem Interesse ist jedoch die mechanische Arbeit, die der heiße Brennstoffdampf in der nachfolgenden Expansionsphase leistet. Sie wird in EXCUR als isentrope Expansionsenergie berechnet.

Nach Reynolds [8] geht man davon aus, daß im Anfangszustand die Energie und Entropie im flüssigen Brennstoff steckt. Auch hierfür muß die Ortsabhängigkeit (eindimensional) berücksichtigt werden. Für eine Zelle mit der Brennstoffmasse m hat man für die innere Energie E_i und die Entropie S_i (bei konstanter spezifischer Wärme c)

$$E_i = m c (T_i - T_m) \quad (14)$$

$$S_i = m c \ln \frac{T_i}{T_m} \quad (15)$$

Die Referenztemperatur T_m ist die Schmelztemperatur.

Der Druck p_e im Endzustand sei vorgegeben, die Temperatur ist die zugehörige Sättigungstemperatur. Man hat also

$$E_e = m c (T_e - T_m) + m_v (h_{lv} - R T_e) \quad (16)$$

$$S_e = m c \ln \frac{T_e}{T_m} + m_v \frac{h_{lv}}{T_e} \quad (17)$$

Dabei ist m_v die Dampfmasse im Endzustand, h_{lv} die Verdampfungswärme.

Bei isentroper Expansion muß die Entropie konstant bleiben, d.h. $S_e = S_i$. Dann wird

$$m_v = m \frac{c T_e}{h_{lv}} \ln \frac{T_i}{T_e} \quad (18)$$

Die mechanische Arbeit W ist dann

$$W = E_i - E_e = m c (T_i - T_e) - m_v (h_{lv} - R T_e) \quad (19)$$

und nach Einsetzen von (18)

$$W = m c (T_i - T_e) - m c T_e \frac{h_{lv} - R T_e}{h_{lv}} \ln \frac{T_i}{T_e} \quad (20)$$

Das Expansionsvolumen beträgt

$$V_v = \frac{m_v}{\rho_v} = m \frac{c R T_e^2}{h_{lv} M p_e} \ln \frac{T_i}{T_e} \quad (21)$$

Dabei ist R_g die Gaskonstante, M das Molekulargewicht. Das Anfangsvolumen wurde dabei vernachlässigt.

Die Verteilung der Temperatur T_i ist durch Formel (11) mit T_{\max} am Ende der Exkursion gegeben.

Die gesamte mechanische Arbeit bei isentroper Expansion des Cores erhält man dadurch, daß man die Beiträge der einzelnen Zellen addiert; jede Zelle expandiert unabhängig von den anderen. Die Masse in einer Zelle ist

$$m = \rho dV ,$$

wobei dV das Volumenelement ist. Die gesamte Arbeit und das Expansionsvolumen lassen sich also als Volumenintegrale darstellen, die analytisch ausgewertet werden können. Man erhält

$$W = 4 \pi \rho c \left[\frac{r_{\max}^3}{3} (T_{\max} - T_e) - \frac{r_{\max}^5}{5 R^2} q \Delta T_{\max} - \frac{h_{lv} - R_g T_e}{h_{lv}} T_e \left(\frac{r_{\max}^3}{3} \ln(\alpha^2 - \beta^2 r_{\max}^2) + \frac{Y^3}{3} \ln \frac{\alpha + \beta r_{\max}}{\alpha - \beta r_{\max}} - \frac{2}{9} r_{\max} (r_{\max}^2 + 3 Y^2) \right) \right] \quad (22)$$

$$V_e = \frac{4 \pi \rho c R_g T_e^2}{h_{lv} M p_e} \left[\frac{r_{\max}^3}{3} \ln(\alpha^2 - \beta^2 r_{\max}^2) + \frac{Y^3}{3} \ln \frac{\alpha + \beta r_{\max}}{\alpha - \beta r_{\max}} - \frac{2}{9} r_{\max} (r_{\max}^2 + 3 Y^2) \right] \quad (23)$$

mit den Abkürzungen

$$\alpha^2 = \frac{T_{\max}}{T_e} , \quad \beta^2 = \frac{T_{\max} - T_0}{T_e} \frac{q}{R^2}$$

$$Y = \frac{\alpha}{\beta}$$

und r_{\max} ist der Radius, bei dem

$$T_i(r_{\max}) = T_e$$

ist. Zu beachten ist, daß ρ die volumengemittelte Brennstoffdichte im Core bedeutet.

In den Rechnungen wurde der Enddruck immer als 1 bar angenommen. Die Formeln (22) und (23) erlauben jedoch auch eine Berechnung der Expansionsarbeit bei gegebenem Endvolumen (Covergas-Volumen).

Die Gleichungen (4) bis (12) berücksichtigen nicht die Schmelzwärme des Brennstoffs. Ihr Einfluß ist aber von Interesse, weil während des Schmelzvorgangs die Doppler-Rückwirkung nicht zunimmt. Deshalb wurde eine Version von EXCUR erstellt, die den Aufschmelzvorgang berücksichtigt. Dafür wird die gemittelte Enthalpie des Brennstoffs als Variable eingeführt, d.h. die Differentialgleichung (2) wird ersetzt durch

$$\frac{d\bar{h}}{dt} = n - n_0 \quad (24)$$

Die Enthalpieverteilung über dem Radius wird dann

$$h(r) = h_0 + \Delta h_{\max} \left(1 - q \frac{r^2}{R^2} \right) \quad (25)$$

und man erhält für die gemittelte Enthalpie

$$\bar{h} = h_0 + \Delta h_{\max} \left(1 - \frac{3}{5} q \right) \quad (26)$$

Dabei ist h_0 die Enthalpie bei Beginn der Exkursion.

Die maximale Temperatur wird dann

$$T_0 + \frac{\Delta h_{\max}}{c_s} \quad h_{\max} < h_{\text{sol}} \quad (27)$$

$$T_{\max} = T_m \quad h_{\text{sol}} < h_{\max} < h_{\text{liq}} \quad (28)$$

$$T_m + \frac{h_{\max} - h_{\text{liq}}}{c} \quad h_{\max} > h_{\text{sol}} \quad (29)$$

wobei h_{sol} die Enthalpie am Soliduspunkt, h_{liq} die am Liquiduspunkt bezeichnet. T_m ist die Schmelztemperatur, c_s die spezifische Wärme des festen Brennstoffs.

Für die gemittelte Temperatur erhält man die Formel

$$\begin{aligned} \bar{T} = & \left[\frac{\Delta h_{\max}}{c_s} + T_0 \right] (1 - u_{\text{sol}}^3) - \frac{3}{5} q \frac{\Delta h_{\max}}{c_s} (1 - u_{\text{sol}}^5) \\ & + T_m u_{\text{sol}}^3 + \frac{1}{c} \left[h_{\max} - h_{\text{liq}} - \frac{3}{5} q \Delta h_{\max} u_{\text{liq}}^2 \right] u_{\text{liq}}^3 \end{aligned} \quad (30)$$

u steht für r/R. Der Wert u_{sol} ist definiert durch

$$h_{\text{sol}} - h_0 = \Delta h_{\max} (1 - q u_{\text{sol}}^2) \quad (31)$$

und u_{liq} durch

$$h_{\text{liq}} - h_0 = \Delta h_{\max} (1 - q u_{\text{liq}}^2) \quad (32)$$

Eine Vereinfachung ist immer noch dadurch bedingt, daß die spezifischen Wärmen konstant angenommen werden. Es wird mit den Daten gerechnet

$$\begin{aligned} c_s = c & = 480 \text{ J/kg K} \\ h_{\text{liq}} - h_{\text{sol}} & = 277 \text{ kJ/kg.} \end{aligned}$$

Die numerische Lösung der reaktorkinetischen Gleichungen (6, 7) ist schwierig wegen der stark unterschiedlichen Zeitskalen. In EXCUR wurde zunächst ein Näherungsverfahren verwendet. Dabei wurde zu Anfang der Transiente, solange der Reaktor noch wesentlich unterprompt kritisch ist, die bekannte "zero lifetime approximation" gemacht, d.h. in Gl. (6) wird die linke Seite gleich Null gesetzt. Dies gilt für $\delta k < 0.9 \beta$. Für größere δk , wenn sich der Reaktor der prompten Kritikalität nähert, wird der Einfluß der verzögerten Neutronen durch nur eine Vorläufergruppe angenähert.

Es zeigte sich jedoch, daß dieses Verfahren zu ungenau ist, um die Parameterabhängigkeiten zuverlässig zu beschreiben. Deshalb wurde auf die im SAS-Code verwendete Methode von Kaganove [8] zurückgegriffen, mit der die folgenden Rechnungen durchgeführt wurden.

Das Programm EXCUR existiert in 3 Versionen: In der ersten wird der Einfluß der verzögerten Neutronen vernachlässigt, ebenso die Schmelzwärme. Das Problem mit den unterschiedlichen Zeitskalen entfällt dann, und die numerische Lösung kann ohne Schwierigkeiten mit einer Routine der IMSL/MATH LIBRARY erfolgen. Mit dieser Version wurde der Einfluß des Dopplerkoeffizienten und die Genauigkeit der Näherungsformeln in Ref. [1, 2] überprüft. Die zweite Version umfaßt die vollständigen Gleichungen (4 bis 12), wobei die Temperatur als Variable benutzt wird; die Schmelzwärme bleibt unberücksichtigt. Die dritte Version, mit der die meisten Rechnungen durchgeführt wurden, benutzt die Enthalpie als Variable und berücksichtigt die Schmelzwärme nach den Formeln (24) bis (32). In den Versionen 2 und 3 wird die isentrope Expansionsarbeit berechnet.

3. Ergebnisse von Parameterstudien

3.1 Abhängigkeit der Energieerzeugung von der Neutronenlebensdauer

In dem stark vereinfachten Fall, der durch die Gleichungen (1) bis (3) beschrieben wird, hängt nach [1, 2] die Energieerzeugung in einem Puls in folgender Weise von den Parametern ab

$$\Delta E \sim \frac{\sqrt{1a}}{\Gamma} \quad (33)$$

Die Proportionalität zu "Wurzel aus der Lebensdauer" läßt sich mit der ersten Version von EXCUR leicht verifizieren. Sie gilt aber nicht mehr, wenn die Temperaturrückwirkung nicht mehr proportional zum Temperaturanstieg ist.

3.2 Disassembly-Rückwirkung ohne Dopplereffekt

Die Modellierung der Disassembly-Rückwirkung bzw. die Trends können durch Rechnungen getestet werden, bei denen die Dopplerrückwirkung vernachlässigbar klein angenommen wird. Außerdem werden die verzögerten Neutronen nicht berücksichtigt. Es gibt für diesen Fall Faustformeln für die Abhängigkeit der erzeugten Energie von der Rampensteilheit a , der Lebensdauer l und dem Kernradius R .

Nach Bell und Glasstone [10], Seite 522 ff., wird für sehr hochenergetische Fälle

$$E - E^* \sim (\Delta\rho)^3 R^2/l^2 \quad (34)$$

und für "mildere" Exkursionen, die jedoch in [10] nicht näher spezifiziert werden

$$E - E^* \sim \left[(\Delta\rho)^3 R^2/l^2 \right]^{2/9} \quad (35)$$

Dabei ist E^* die Schwelle, bei der der Druck wirksam wird, $\Delta\rho$ ist die prompt überkritische Reaktivität, die beim Erreichen der Energie E^* vorhanden ist.

Da in grober Näherung Δp proportional zu $(l a)^{1/2}$ ist, wird:

für hochenergetische Fälle

$$E - E^* \sim a^{3/2} R^2 / l^{1/2} \quad (36)$$

und für "mildere" Exkursionen

$$E - E^* \sim \frac{a^{1/3} R^{4/9}}{l^{1/9}} \quad (37)$$

Bei der Ableitung wurde u.a. vorausgesetzt, daß der Druck oberhalb der Schwelle E^* linear mit der Energie ansteigt. Eine etwas genauere Formel für Δp lautet

$$\Delta p \sim \left(l a \ln \left(\frac{E^{*2} a}{P(0)^2 l} \right) \right)^{1/2} \quad (38)$$

Dabei ist $P(0)$ die Leistungsdichte bei Erreichen des prompt kritischen Zustandes. Die schwache logarithmische Abhängigkeit wurde in (36, 37) vernachlässigt.

Untersuchungen für Reaktoren mit vernachlässigbar kleinem Dopplerkoeffizienten wurden von Nicholson [5] im Hinblick auf den Enrico-Fermi-Reaktor durchgeführt. Für die folgenden Parameterfälle wurden in teilweiser Anpassung an Nicholson mit den folgenden Daten gerechnet:

$R = 0.4 \text{ m}$	$q = 0.6$
$k_{\infty} = 1.3$	$\rho = 7500 \text{ kg/m}^3$
$l = 0.45 \times 10^{-6} \text{ s}$	$c = 430 \text{ J/kg K}$

Nennleistungsdichte:	120 000 W/kg
Rel. Anfangsleistung	10
Anfangstemperatur	1000 K

Die Dampfdruckkurve für Oxidbrennstoff wurde beibehalten. Die Schwelle für die Wirkung des Dampfdrucks wurde auf 0.3 Mpa gesetzt. Das entspricht einer Temperatur in Coremitte von 4143 K, und einer über das Core-gemittelten Temperatur von $T^* = 3012 \text{ K}$. Die Ergebnisse werden als (Core-gemittelte) Endtemperatur T_{end} bzw. als mittlere Aufheizung $T_{\text{end}} - T^*$ angegeben. Die Energie folgt daraus durch Multiplikation mit c und der Brennstoffmasse, 2010 kg. Die Werte sind in Tabelle I angegeben.

Man sieht, daß selbst für die niedrigste Rampe schon sehr hohe Temperaturen auftreten, da außer der Kernexpansion keine andere negative Rückwirkung berücksichtigt wurde. Die Energiefreisetzung steigt mit der Rampensteilheit monoton an. Um einen Vergleich zu den Faustformeln (36, 37) zu erhalten, wurde für jeden Fall n ab dem zweiten durch Kombination mit dem jeweils vorausgehenden Fall, $n-1$, der Exponent nach der Formel bestimmt

$$\frac{T_{\text{end},n} - T^*}{T_{\text{end},n-1} - T^*} = \left(\frac{a_n}{a_{n-1}} \right)^m \quad (39)$$

Die Werte liegen um 0.5, also höher als 1/3, Gl. (37), aber wesentlich niedriger als 3/2, Gl. (36). Ein leichter Anstieg für zunehmende Rampensteilheit ist zu erkennen.

3.3 Einfluß des Dopplerkoeffizienten auf das Exkursionsverhalten

Für die Rechnungen in diesem und im nächsten Abschnitt wurden die Daten spezifisch für den SNR-300 gewählt, nämlich

R	= 0.8 m	q	= 0.6
k_{∞}	= 1.3	ρ	= 2720 kg/m ³
l	= 0.45 x 10 ⁻⁶ s	c	= 480 J/kg K
p_{eff}	= 0.003472		

Nennleistungsdichte:	131 000 W/kg
Relative Anfangsleistung	10
Anfangstemperatur	1500 K

Der Einfluß des Dopplerkoeffizienten auf den Verlauf einer Exkursion wurde mit der ersten Version von EXCUR untersucht; d.h. unter Vernachlässigung der verzögerten Neutronen.

Der Dopplerkoeffizient wurde zunächst konstant mit $\Gamma = 4 \cdot 10^{-6} \delta k/k$ angenommen. Dies entspricht dem nominellen Wert bei Betriebstemperatur. Die Rechnungen wurden für verschiedene Reaktivitätsrampen durchgeführt. Die mittleren und die maximalen Endtemperaturen sind in Tabelle II und Tabelle III dargestellt. Die Rechnungen wurden nach dem ersten Leistungspuls abgebrochen. Man sieht, daß es in keinem Fall zu einer energetischen Disassembly kommt.

Man überzeugt sich aber leicht, daß der Dopplerkoeffizient mit seinem nominellen Wert $4 \cdot 10^{-6}$ zu hoch angesetzt wurde. Außerdem kann Γ bei größeren Rampen nicht als konstant angenommen werden. Nach Rechnungen der Interatom, Tabelle 2.1.4 b in [11], die von KfK in einem Gutachten [12] bestätigt wurden, wird der Dopplerkoeffizient bei einer angenommenen Betriebstemperatur von 1373 K

Kern	- $2.11 \cdot 10^{-6}$
Brutmäntel	- <u>$2.27 \cdot 10^{-6}$</u>
Gesamt	- $4.38 \cdot 10^{-6}$

Bei der Analyse einer schnellen Leistungsexkursion dürfen die Beiträge der Brutmäntel nicht in Rechnung gestellt werden, da sie sich sehr viel langsamer als der Kern aufheizen. In der folgenden Parameteruntersuchung wurde für den Dopplerkoeffizienten angenommen

- a) der nominelle konstante Wert $4 \cdot 10^{-6}$ (siehe oben)
- b) der für den Kern charakteristische Wert $2 \cdot 10^{-6}$, ebenfalls als konstant angenommen
- c) der aus $ADOP = - 2.32 \cdot 10^{-3}$ und $BDOP = - 0.0216$ erhaltene, temperaturabhängige "2-Term"-Wert, wobei nur die Beiträge des Kerns berücksichtigt sind.

Die über den Kern gemittelten Temperaturen am Ende der Exkursion sind für diese drei Fälle in Tabelle II zusammengestellt. Tabelle III zeigt die zugehörigen Temperaturen in der Kernmitte. Die Leistungs- und die mittleren Temperaturverläufe für $a = 0.2 \delta k/s$ und die verschiedenen Annahmen über den Dopplerkoeffizienten sind in Fig. 1 und Fig. 2 dargestellt. Diese Rechnungen wurden nur bis zum Ende des ersten Leistungspulses geführt.

Der erste Fall in Tabelle II ($a = 0.07$, $\Gamma = 4 \cdot 10^{-6}$) führt zu einer Aufheizung um 302 K. Dies stimmt gut mit den Faustformeln aus Ref. [1, 2] überein. Hat man es mit einer begrenzten Rampe zu tun (z.B. Durchlauf einer Gasblase, begrenzte Stab-bewegung), so daß der Reaktor nach dem ersten Puls abgeschaltet wird, dann ist diese Exkursion in der Tat völlig harmlos. Wird nicht abgeschaltet, dann kommt es zu "Dopplerszillationen", d.h. es folgt ein zweiter, dritter Puls etc., bis der Reaktor durch das Schutzsystem oder durch Disassembly abgeschaltet wird.

Setzt man nur den Dopplerkoeffizienten des Kernbereichs (im SNR-300), d.h. $\Gamma = 2 \cdot 10^{-6}$, ein, dann verdoppelt sich die Aufheizung auf 632 K, berücksichtigt man zusätzlich die Temperaturabhängigkeit des Dopplerkoeffizienten, dann kommt man auf 812 K. Es wird deutlich, daß die Größe und die Temperaturabhängigkeit des Dopplerkoeffizienten die Aufheizung in der Exkursion wesentlich beeinflusst.

Geht man zu steileren Rampen über, dann wird die Abhängigkeit vom Dopplerkoeffizienten noch sehr viel ausgeprägter. Man kann dies gut für $a = 0.4 \delta k/s$ erkennen: Für $\Gamma = 4 \cdot 10^{-6}$ passiert (im ersten Puls) noch gar nichts, für $\Gamma = 2 \cdot 10^{-6}$ kommt der Kern zum Schmelzen, für den 2-Term-Ansatz führt bereits der erste Puls in eine energetische Disassembly. Damit wird deutlich, daß Rechnungen mit den vereinfachten Gleichungen (1) bis (3) erhebliche Fehler haben können, weil der Dopplerkoeffizient temperaturabhängig ist. Außerdem muß darauf geachtet werden, nur den Beitrag des Kerns zu berücksichtigen. Beim SNR-300 ist wegen des kleinen Brennstoffvolumenanteils und der damit erforderlichen hohen Anreicherung der Dopplerkoeffizient des Kerns ziemlich klein. Die vorliegenden Ergebnisse gelten für den Fall, daß bei einer Brennstofftemperatur von 1500 K bereits prompte Kritikalität erreicht ist. Bei mechanistischen Störfallanalysen dürfte dies erst bei sehr viel höheren Temperaturen eintreten.

3.4 Einfluß der verzögerten Neutronen

Im folgenden werden Rechnungen diskutiert, bei denen die verzögerten Neutronen berücksichtigt werden. Der Schmelzübergang ist jedoch vernachlässigt (Version 2 von EXCUR). Der Dopplerkoeffizient wird zunächst mit $\Gamma = 2 \cdot 10^{-6}$ konstant angenommen, die Anfangsleistung ist die Nennleistung bei 1500 K. Im übrigen gelten die SNR-Daten wie in 3.3.

Tabelle IV zeigt die Endtemperaturen und die isentrope Expansionsarbeit. Im Gegensatz zum obigen Fall führen bei Berücksichtigung der verzögerten Neutronen sämtliche Exkursionen in eine Disassembly. Dies liegt daran, daß wegen der langsameren Kinetik die Leistung sehr viel langsamer ansteigt, so daß prompte Kritikalität erst bei höherem Temperaturniveau erreicht wird. Die frühe Abschaltung durch einen prompt überkritischen Leistungspuls fehlt also. Die Ergebnisse zeigen, daß die Energie (bzw. Endtemperatur) als Funktion der Rampe oszilliert. Die Erklärung ist folgende: Wenn am Ende eines Dopplerpulses die Dampfdruckschwelle

überschritten wird, dann hat der Kern "genug Zeit", um vor dem nächsten Puls durch Disassembly abzuschalten. Dabei ist es unwichtig, ob die Dampfdruckschwelle nur wenig oder sehr stark überschritten wird. Damit ergibt sich die merkwürdige Situation, daß die Energieerzeugung nicht monoton mit der Rampe anwächst. Im Gegensatz zu den Fällen ohne verzögerte Neutronen ergibt sich, daß selbst eine steile Rampe $a = 0.7$ (~ 200 \$/s) noch bei relativ niedrigen Temperaturen "abgefangen" wird. Extrem hohe Energien sind in diesem Modell dann zu erwarten, wenn durch einen Mechanismus (Na-void, Brennstoffkompaktion) eine Rampe zu dem Zeitpunkt aufgeprägt wird, in dem der Reaktor nahezu prompt kritisch ist.

Dieser Trend ändert sich jedoch, wenn man die Temperaturabhängigkeit des Dopplerkoeffizienten berücksichtigt. Tabelle V zeigt die Ergebnisse für diesen Fall. Für die steileren Rampen ergibt sich ein monotoner, starker Anstieg der Endtemperatur mit der Rampensteilheit.

3.5 Parametervariation: Verschiedene Reaktorgrößen

Es ist bekannt, daß eine und dieselbe Reaktivitätsrampe in einem großen Reaktor zu höherer Energiefreisetzung führt, als in einem kleinen. Diese Abhängigkeit soll hier quantitativ untersucht werden. As erste Serie werden die Reaktoren untersucht: FTR [13], SNR-300 (mit erhöhtem Dopplerkoeffizienten, damit eine konsistente Serie erhalten wird), MFR ("medium size" fast reactor, wurde grob interpoliert zwischen SNR-300 und EFR), und der EFR. Die verwendeten Daten sind in Tabelle VI angegeben. Die Dopplerkonstanten bei FTR und EFR wurden mit dem nominellen Wert angesetzt.

Die Rechnungen wurden zunächst mit der Version 2 (ohne Schmelzübergang) durchgeführt. Ausgangszustand ist der Vollastbetrieb. Fig. 3 zeigt die isentrope Expansionsarbeit. Man sieht, daß die Dopplerszillation bei den drei kleineren Reaktoren stark ausgeprägt sind, während beim EFR nur ein kleinerer Einbruch bei $a \approx 0.5$ festzustellen ist. Durch die Oszillationen ergibt sich bei den kleineren Reaktoren ein Maximum der Energiefreisetzung, das erst bei extrem steilen (hier nicht mehr eingezeichneten) Rampen überschritten wird, während beim EFR ein nahezu kontinuierlicher Anstieg mit der Rampensteilheit zu beobachten ist.

Fig. 4 zeigt die Rechnungen mit Schmelzübergang (Version 3 von EXCUR). Die Ver-

läufe sind sehr ähnlich wie in Fig. 3, aber die Maxima der isentropen Arbeit liegen etwas höher (~ 300 MJ beim FTR, ~ 700 MJ beim SNR und ~ 2000 MJ beim MTR). Zu beachten ist, daß die Expansionsarbeit auf 1 bar das Arbeitspotential des Brennstoffs unter realen Bedingungen überschätzt. Allerdings wurde in diesem Rahmen das Energetikpotential einer Brennstoff-Natrium-Reaktion (BNR) nicht berücksichtigt.

Die zweite Serie von Rechnungen wurde mit den Daten der drei ASTRA-Cores durchgeführt, wie sie von der Firma Siemens entworfen wurden [14]; Version 3 wurde verwendet. Diese Reaktoren sind für 600, 1200 und 3600 MWth ausgelegt. Die Daten sind in Tabelle VII zusammengestellt. Das größte Core ist ähnlich dem EFR, das mittlere ähnlich dem MFR. Fig. 5 zeigt die Ergebnisse der Rechnungen mit EXCUR. Für das 3600 MW-Core ist das Verhalten ähnlich wie für den EFR. Überraschend ist, daß die Kurve für das 1200 MW-Core deutlich höher liegt als für den MFR; das Maximum ist etwa doppelt so hoch. Insbesondere fällt auf, daß die Abnahme der Energie nicht bei $a = 1.2$ auftritt, sondern erst bei noch höheren (hier nicht mehr gezeigten) Rampen. Dies ist insbesondere verwunderlich, weil die Dopplerkonstante größer ist. Darauf wird später noch kurz eingegangen.

3.6 Parametervariation bei den ASTRA-Cores

Zunächst wurde die Anfangsleistung auf das 0.1-fache der Nominalleistung heruntersetzt. Man erwartet, daß die Energie dann höher wird. Dies ist in der Tat der Fall (Fig. 6) aber die Unterschiede sind nicht gravierend. Eine Ausnahme ist das 600 MW-Core, bei dem der Wiederanstieg der Energie als Funktion der Rampe bereits bei $a \approx 1.0$ statt bei $a \approx 1.2$ beginnt.

Um eine Aussage über das Verhalten bei Reaktivitätsrampen in der Übergangsphase eines kernzerstörenden Unfalls zu erhalten, wurde die Anfangstemperatur auf ca. 3000 K hochgesetzt. Die Leistung ist die 0.1-fache Nominalleistung. Dies ist etwa typisch für einen siedenden Brennstoff-Stahl-Pool. Fig. 7 zeigt, daß in diesem Fall die Energie deutlich höher liegt, und kontinuierlich mit der Rampe ansteigt. Die Erklärung ist, daß der Dopplerkoeffizient bei 3000 K bereits wesentlich kleiner ist. Die Rampe wurde bis $a = 0.45$ (~ 150 $\$/s$) geführt. Diese Fälle können als "whole core pools" gedeutet werden. Der Voidanteil liegt bei ca. 32 %.

Als Variante wurden außerdem noch "kleine" Pools mit ca. 55 % des Brennstoffinventars gerechnet. Eine Abschätzung zeigt, daß diese Konfiguration bei ca. 10 % Voidanteil kritisch wird. Wie aus Fig. 8 ersichtlich, verringert sich die Energie dabei um ca. 30 %.

3.7 Parametervariation beim Core ASTRA 1200

Die Ergebnisse für dieses Core sind im Vergleich zum MFR zunächst schwer zu verstehen. Deshalb wurden einige Parametervariationen durchgeführt. In Fig. 9 wurde einmal der Dopplerkoeffizient von 0.00621 auf 0.0056 heruntersetzt, dann die Dichte von 4097 auf 2960 kg/m³; schließlich wurden beide Variationen kombiniert. Man sieht, daß die Verringerung der Dichte durchgehend die Energie reduziert (weniger Masse zu beschleunigen!), während der kleinere Dopplereffekt das Maximum zu kleineren Rampen verschiebt. Dadurch ergeben sich in der Tat niedrigere Energien bei kleinerem Dopplereffekt. Die übrigen Unterschiede zum MFR sind geringfügig und haben offenbar wenig Einfluß.

In Fig. 10 wurde die Neutronenlebensdauer von 0.39 auf 0.49 und 0.59 μ s erhöht. Dies führt bei Rampen bis 0.8 - 1.0 zu einer Erhöhung, darüber zu einer Reduktion der Energie. Die Maxima liegen niedriger.

Fig. 11 zeigt die Abhängigkeit von der Anfangsleistung, die in 3 Schritten reduziert wurde: 0.3, 0.1, 0.05 der Nennleistung. Wiederum zeigt sich, wie erwartet, eine Erhöhung der Energie bis zu $a = 1.1$. Darüber nimmt die Energie ab.

Diese Variationen zeigen, daß ASTRA 1200 in einem für die Energiefreisetzung ungünstigen Parameterbereich liegt. Das Maximum in dem untersuchten Rampenbereich bis $a = 1.3$ reduziert sich bei Reduktion des Dopplereffekts, bei Erhöhung der Neutronenlebensdauer und bei Erniedrigung der Anfangsleistung.

3.8 Variation der Neutronenlebensdauer im SNR-300

Fig. 12 zeigt die Expansionsarbeit für eine Rampe von 0.20, wobei die Neutronenlebensdauer über 2 Zehnerpotenzen variiert wurde. Diese Variation ist zwar im Grunde unrealistisch, da sie nur mit Veränderungen des Reaktorssystems möglich ist. Es soll jedoch damit aufgezeigt werden, daß bei langer Lebensdauer, wie sie für thermische Reaktoren typisch ist, sehr hohe prompte Überkritikalität erreicht werden kann, weil das System viel träger als ein schneller Reaktor reagiert. Die Energiefreisetzung erhöht sich damit drastisch. Fig. 13 zeigt den zeitlichen Reaktivitätsverlauf für den Fall mit der längsten betrachteten Lebensdauer (50 μ s). Die Reaktivität steigt auf mehrere Dollar. Qualitativ erklärt dies das Verhalten bei dem Unfall in Chernobyl, bei dem trotz relativ niedriger Rampe eine starke prompte Überkritikalität erreicht wurde.

Zu betonen ist, daß hier nur die Reaktorkinetik solcher Exkursionen untersucht wurde; die Kriterien für das Auftreten steiler Rampen wird hier nicht diskutiert.

3.9 Beimischung von BeO zur Erhöhung des Dopplerkoeffizienten (ASTRA 1200)

Durch Beimischung von BeO zum Brennstoff kann man ein weicherer Spektrum und damit eine höhere Dopplerkonstante und eine größere Neutronenlebensdauer erreichen. Dies wurde bei dem SEFOR-Projekt [15] angewandt, um in einem kleinen Versuchsreaktor SEFOR eine Dopplerkonstante zu erhalten, die für einen großen Leistungsreaktor typisch ist.

Im folgenden wird für das Core ASTRA 1200 der Einfluß einer Beimischung von Berylliumoxid auf das Exkursionsverhalten abgeschätzt. Neutronikrechnungen von D. Thiem für den EFR zeigen, daß sich bei einer Ersetzung von 20 Volumenprozent des Brennstoffs durch BeO die Dopplerkonstante (DC) um den Faktor 1.43, die Neutronenlebensdauer um 1.33 erhöht.

Fig. 14 zeigt den Einfluß der Dopplerkonstanten, zunächst bei konstanter Neutronenlebensdauer. Da sich die Ergebnisse für den EFR nicht direkt auf ASTRA 1200 übertragen lassen, wurde die DC parametrisch um 25 % (auf 0.00776) und 50 % (auf 0.009315) erhöht. In dem interessanten Bereich ($a > 0,6 \text{ s}^{-1}$) ergibt sich eine erhebli-

che Erniedrigung der Energie. Nimmt man etwa $a = 0.9 \text{ s}^{-1}$ (300 $\$/\text{s}$) als plausible obere Grenze an, dann erniedrigt sich die Energie von 3400 MJ (Referenzfall) auf 1726 MJ bzw. 957 MJ, also um Faktor 2.0 bzw. 3.5. Zu beachten ist jedoch, daß die Änderung der Neutronenlebensdauer nicht berücksichtigt wurde.

Zum Verlauf der Kurven in Fig. 14, sowie der Kurve für die kleinere DC 0.056 in Fig. 9 im Bereich $a > 0.8 \text{ s}^{-1}$ ist zu bemerken: Zunächst nimmt die Energie mit steigender DC ab. Die Kurve mit der kleinsten DC (0.0056, Fig. 9) hat jedoch ein Maximum bei $a = 1.0 \text{ s}^{-1}$ und fällt dann ab, bis sie bei $a = 1.3$ niedriger als alle anderen Kurven liegt. Im Referenzfall (DC = 0.00621) verschiebt sich das Maximum nach oben zu $a = 1.3 \text{ s}^{-1}$. Der darauffolgende Abfall ist nicht mehr gezeigt. Da die Kurven mit erhöhter DC noch weiter ansteigen, ist zu erwarten, daß für noch steilere Rampen die Referenzkurve unter die Kurven mit erhöhter DC abfällt. Die obige Aussage, daß die Energie mit steigender DC abfällt, gilt also nur in einem bestimmten Bereich der Rampen; betrachtet man alle 4 Kurven, dann ist dies etwa der Bereich $a = 0.8$ bis 1.0 s^{-1} .

Im nächsten Schritt wurde die Neutronenlebensdauer um den Faktor 1.33 auf $0.52 \mu\text{s}$ erhöht. Fig. 15 zeigt die Ergebnisse für die 3 betrachteten DC. Zunächst fällt auf, daß für DC = 0.00621 die Kurve bei $a = 0.8$ ein Maximum hat. Dies entspricht etwa dem Verlauf der Kurve für $0.49 \mu\text{s}$ in Fig. 10. Für $a = 0.9 \text{ s}^{-1}$ sind die Energien 3436 MJ (DC = 0.00621), 2708 MJ (0.00776) und 1461 MJ (0.009315). Die Reduktion der Energie gegenüber dem Referenzfall (3400 MJ, Fall ohne BeO) ist also geringer als in Fig. 14. Für die von Thiem angegebenen Faktoren (DC mal 1.43, Lebensdauer mal 1.33) ergibt sich durch Interpolation DC = 0.00888, Energie 1810 MJ. Die ist eine immer noch beträchtliche Reduktion um den Faktor 1.9. Die endgültige Antwort für ASTRA 1200 kann erst gegeben werden, wenn genauere Neutronikdaten vorliegen. Die Ergebnisse in den Figuren 14 und 15 erlauben es aber, die fraglichen Parameterabhängigkeiten nach dem in dieser Arbeit verwendeten einfachen Modell zu umreißen.

Referenzen

1. W. Häfele
Nukleonik 5, 201 (1963)
2. R. Fröhlich und S.R. Johnson
Nukleonik 12, S. 93 (1969)
3. A.M. Tentner et al.
The SAS4A LMFBR Whole Core Accident Analysis Code
Trans. Int. Meeting on Fast Reactor Safety, p.989, Knoxville, Tennessee, April
21 - 25, 1985
4. Sa. Kondo, Y. Tobita, K. Morita, N. Shirakawa
SIMMER-III, An Advanced Computer Program for LMFBR Severe
Accident Analysis
ANP '92 Int. Conf. on Design and Safety of Advanced Nuclear Power
Plants, p. 40-5, Tokyo (1992)
5. R.B. Nicholson
Methods for Determining the Energy Release in Hypothetical Reactor
Meltdown Accidents
APDA-150 (1962)
und Nucl. Sci. and Eng. 18, 207 (1964)
6. R.A. Meyer und B. Wolfe
Fast Reactor Meltdown Accidents Using Bethe-Tait Analysis
Advances in Nuclear Science and Technology, Vol. 4, Academic Press 1968
7. E.A. Fischer
KfK-4084 (1987) und Nucl. Sci. and Eng. 101, 97 (1989)
8. A.B. Reynolds et al., Nucl. Technol. 26, 165 C (1975)
9. F.E. Dunn et al.
The SAS2A LMFBR Accident Analysis Computer Code
ANL-8138 (1974)

10. G.J. Bell, S. Glasstone
Nuclear Reactor Theory
New York, 1970
11. A. Stanculescu
Common Note 403.0099.2 "C" (1984)
12. Gutachten zur Neutronenphysikalischen Auslegung des SNR-300,
Mark-Ia Kerns (1985)
13. A.E. Waltar, A.B. Reynolds
Fast Breeder Reactors
Pergamon Press, New York 1981
14. H. Vossebreker
Siemens (KWU), persönliche Mitteilung, 20.07.1993
15. G. Kußmaul et al.,
Super-Prompt Critical Transients in SEFOR
TANS 15, Number 1, p. 339 (1972)

Tabelle I
 Disassembly ohne Dopplerkoeffizient

a ($\delta k/s$)	Endtemperatur T_{end} (K)	Aufheizung $T_{end} - T^*$ (K)	Exponent für die Differenz zu vorigem Wert
0.056	7675	4663	-
0.10	9186	6174	0.48
0.18	11297	8285	0.50
0.35	14973	11961	0.55
0.62	20047	17035	0.53

Tabelle II
 Gemittelte Endtemperaturen für Leistungsexkursionen
 (Doppler und Disassembly, SNR300-Daten)

a ($\delta k/s$)	Dopplerkoeffizient		
	$4 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	2-Term
0.07	1802	2132	2312
0.10	1856	2255	2536
0.20	2044	2644	3279
0.30	2190	2946	3899
0.40	2309	3197	4468
0.60	2518	3628	5544

Tabelle III
 Maximale Endtemperatur (Kernmitte) für Leistungsexkursionen
 (Doppler und Disassembly, SNR300-Daten)

a ($\delta k/s$)	Dopplerkoeffizient		
	$4 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	2-Term
0.07	1972	2487	2769
0.10	2056	2680	3119
0.20	2350	3287	4280
0.30	2578	3759	5248
0.40	2764	4151	6137
0.60	3090	4825	7819

Tabelle IV
 Exkursionen unter Berücksichtigung der verzögerten Neutronen
 mit Expansion auf 1 bar ($\Gamma = 2 \cdot 10^{-6}$)

a ($\delta k/s$)	T_{end} (K)	T_{max} (end)	Energie im Brennstoff über 3000 K (MJ)	Isentrope Expansionsenergie (MJ)
0.05	3282	4284	791	8.3
0.10	3386	4447	1082	17.5
0.20	3533	4676	1493	37.8
0.30	3961	5345	2693	153
0.40	4368	5981	3831	342
0.50	3395	4461	1108	18.5
0.60	3514	4647	1441	34.7
0.70	3732	4987	2051	80.6

Tabelle V
Exkursionen unter Berücksichtigung der verzögerten Neutronen
mit Expansion auf 1 bar (2-Term-Doppler)

a	T _{end} (K)	T _{max} (end)	Energie im Brennstoff über 3000 K (MJ)	Isentrope Expansionsenergie (MJ)
0.05	3374	4428	1048	16.2
0.10	3636	4837	1781	57.6
0.20	3818	5122	2290	104
0.30	3746	5009	2090	84.2
0.40	4295	5867	3626	302
0.50	4789	6639	5009	619
0.60	5240	7344	6273	1000
0.70	5822	8253	7903	1600

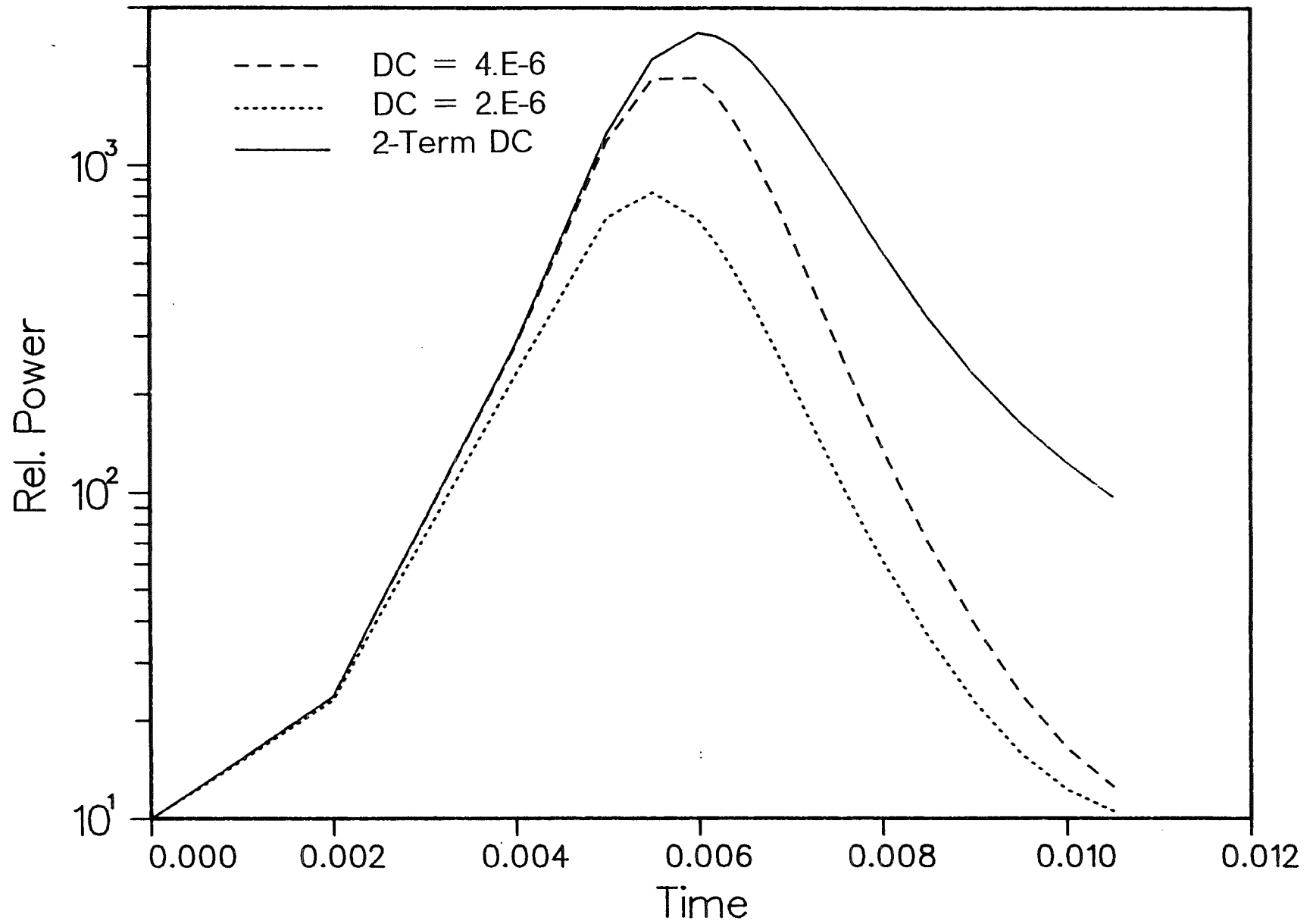
Tabelle VI
Vergleich verschiedener Reaktorgrößen

	FTR	SNR-300 (mit erhöhtem Doppler)	MFR	EFR
Therm. Leistung (MW)	400	764	1600	3600
Leistungsdichte (kW/kg)	116	131	180	89.3
ρ (kg/m ³)	3310	2720	2960	3200
Kernvolumen (m ³)	1.04	2.14	4.54	12.51
Kugelradius (m)	0.628	0.80	1.0275	1.44
k _∞	1.48	1.3	1.25	1.15
Doppler-Konstante	0.005	0.005	0.0056	0.0063
Neutronenlebensdauer (μs)	0.5	0.45	0.45	0.4
q	0.6	0.6	0.6	0.6

Tabelle VII
Daten der ASTRA-Cores

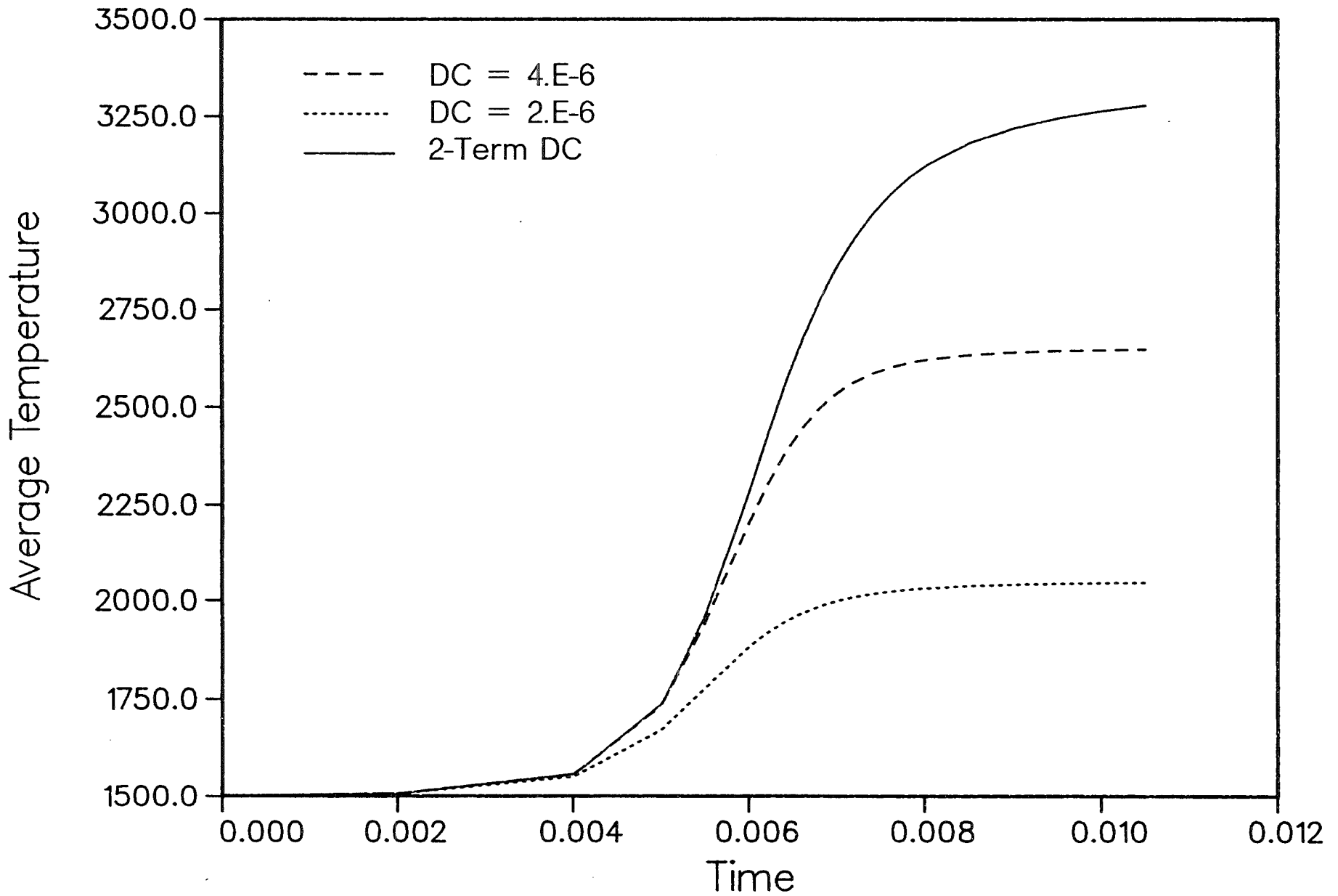
Therm. Leistung (MW)	600	1200	3600
Leistungsdichte (kW/kg)	64.2	69.4	72.5
ρ (kg/m ³)	4170	4097	4003
Kernvolumen (m ³)	2.24	4.22	12.41
Kugelradius (m)	0.811	1.002	1.436
k_{∞}	1.34	1.26	1.20
Doppler-Konstante	0.00531	0.00621	0.00685
Neutronenlebensdauer (μ s)	0.39	0.39	0.39
β_{eff}	0.003417	0.003417	0.003417
q	0.584	0.640	0.725

Fig.1 Excursion (no Delayed Neutr., Ramp=0.2)



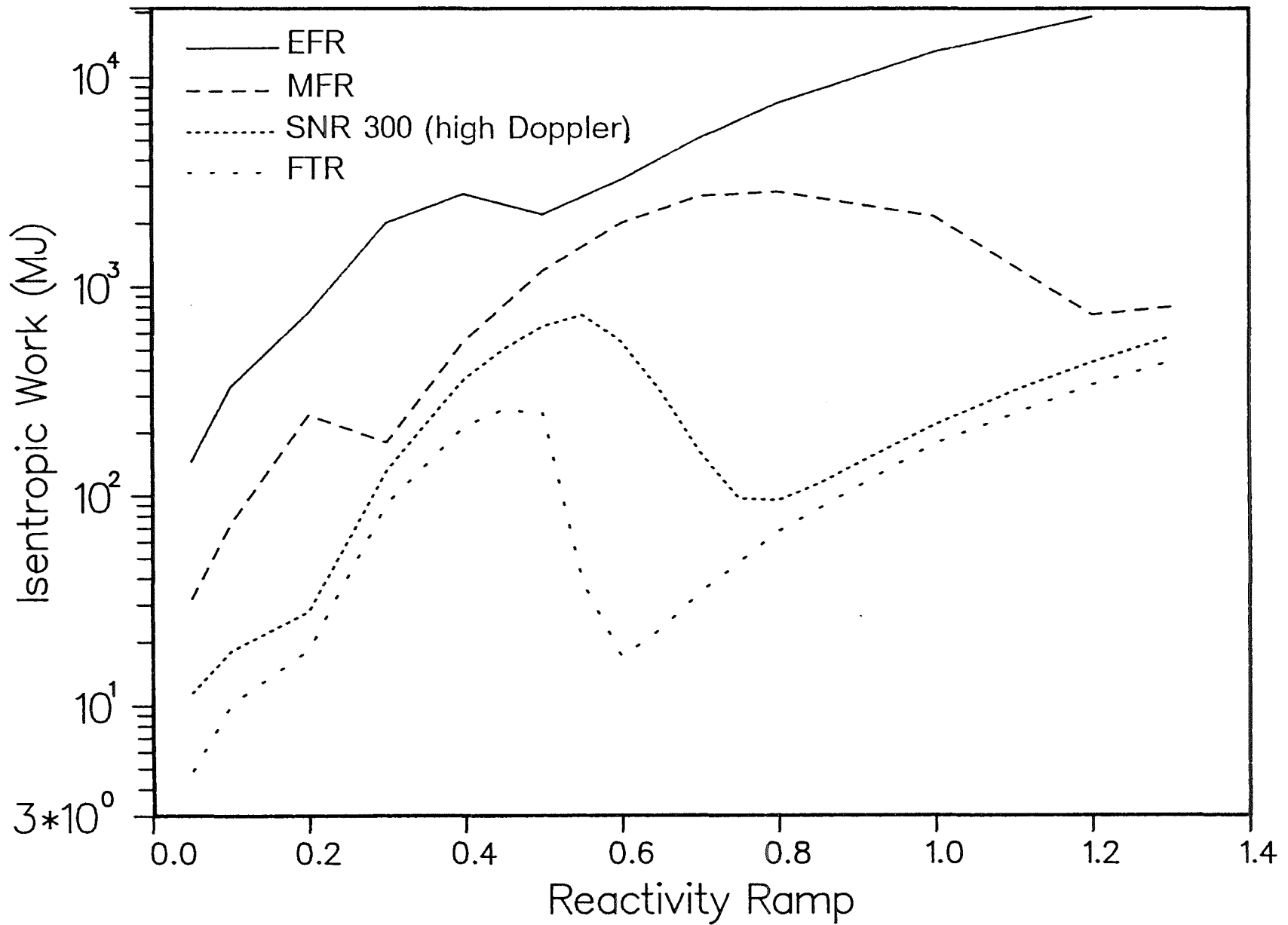
PL0T 1 15.51.07 FRI 30 JUL, 1965 JOB=TRN107 , IPR DISPLAY 11.0

Fig.2 Excursion (no Delayed Neutr., Ramp=0.2)



16-67-99 PRT 50 JUL 1965 JOB-1M1107 'RTX DISPLA 11.0
PLOT 1

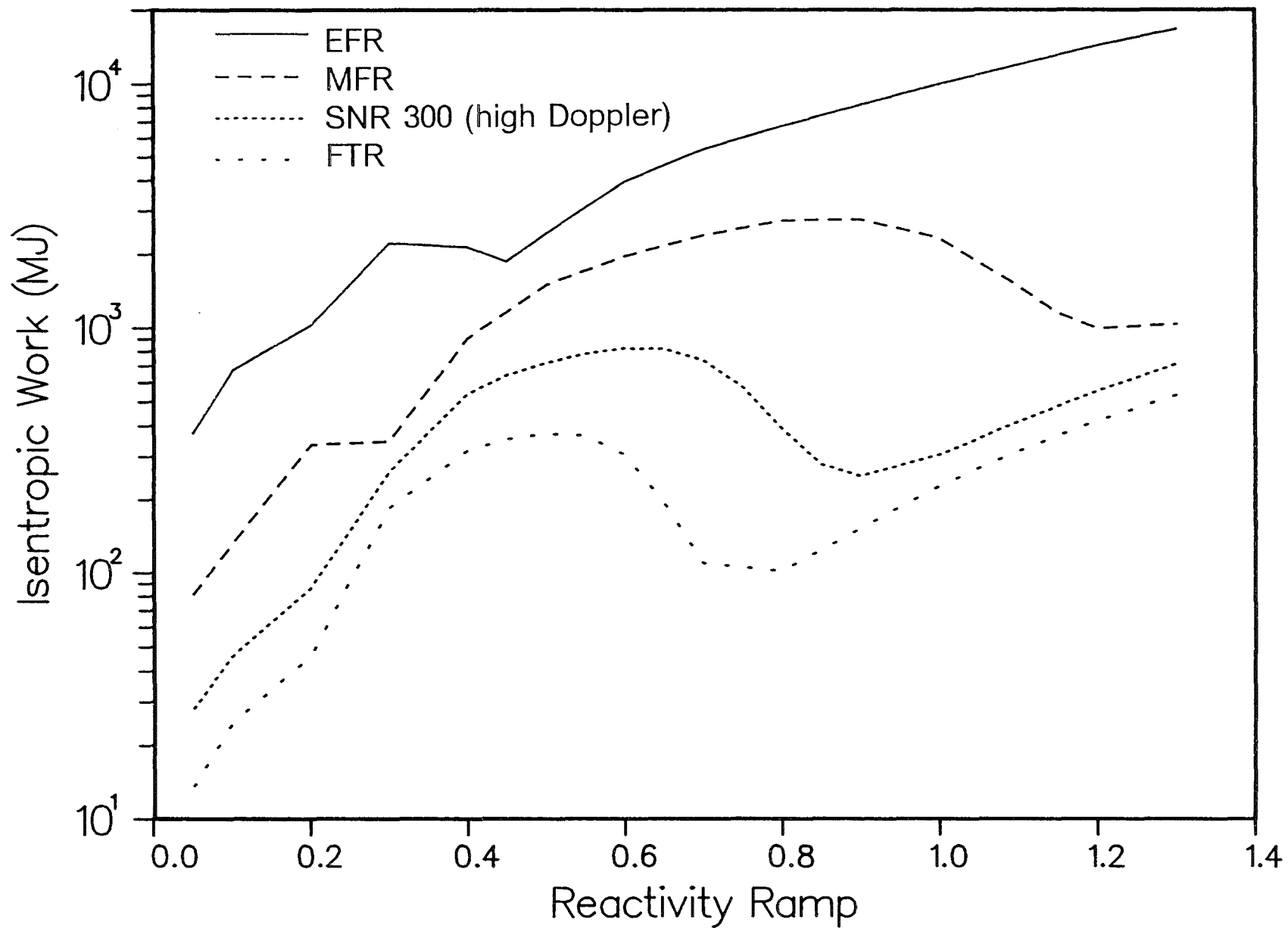
Fig.3 Variable Reactor Size Without Melt Transition



18.5.14 MED 7 JUL 1985 JOB=NR107 KFK DISSEM 11.0 PLOT 1

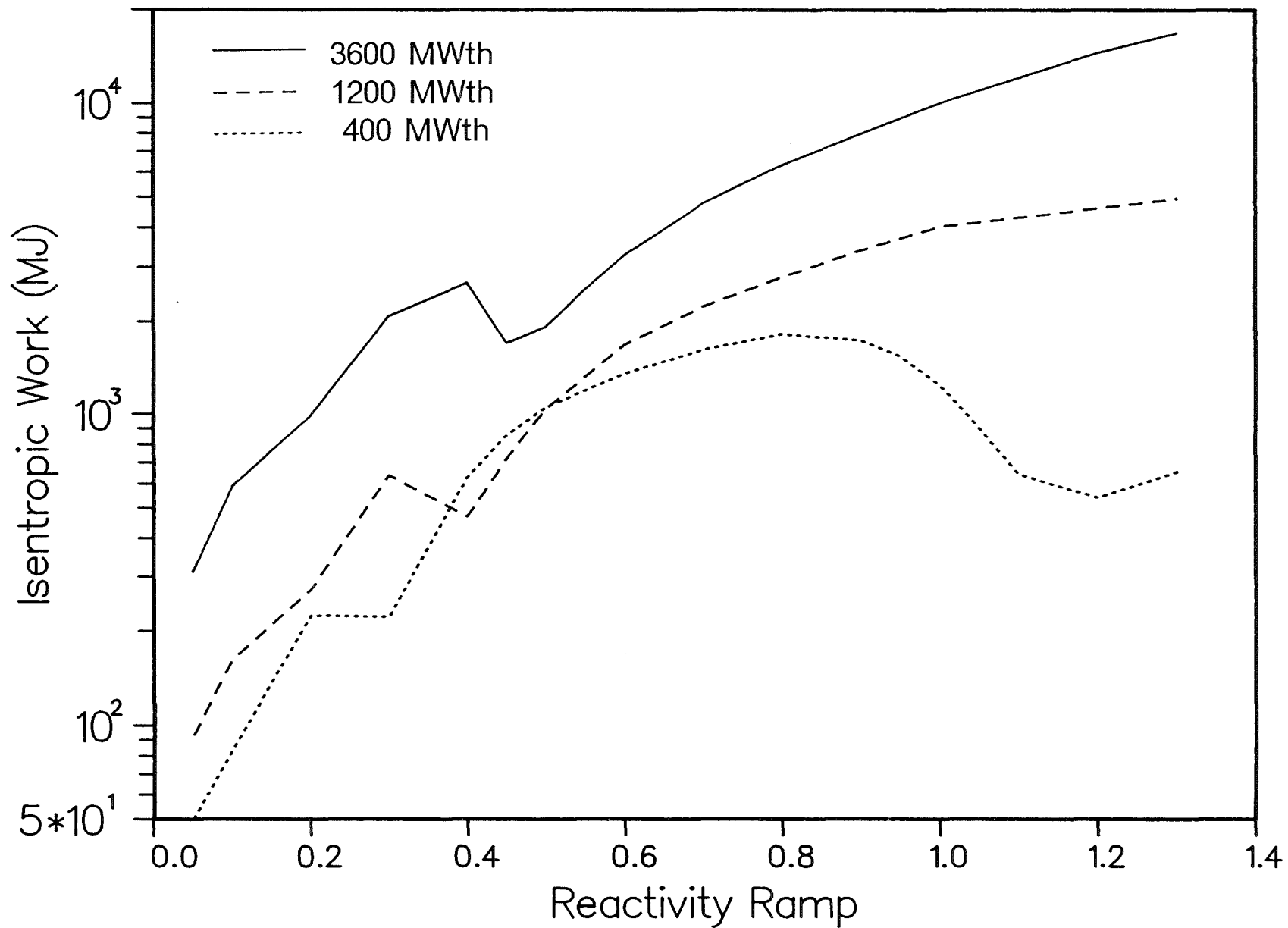
Fig.4 Variable Reactor Size

With Melt Transition



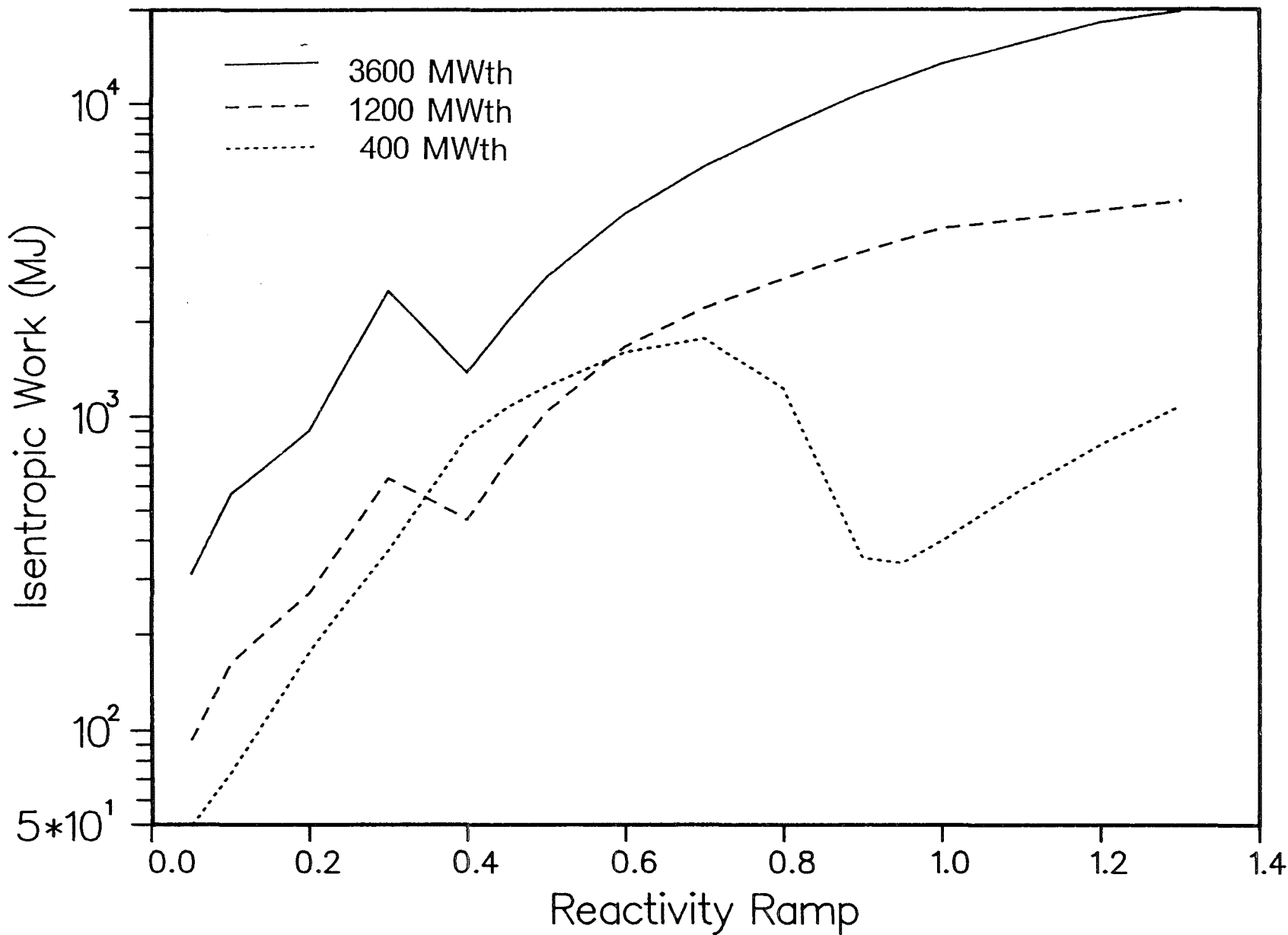
PLT 1 10.59.14 THUR 28 JUL, 1983 JOB=INR107 , KTX DISSPLA 11.0

Fig.5 ASTRA Cores Initial Power 1.0



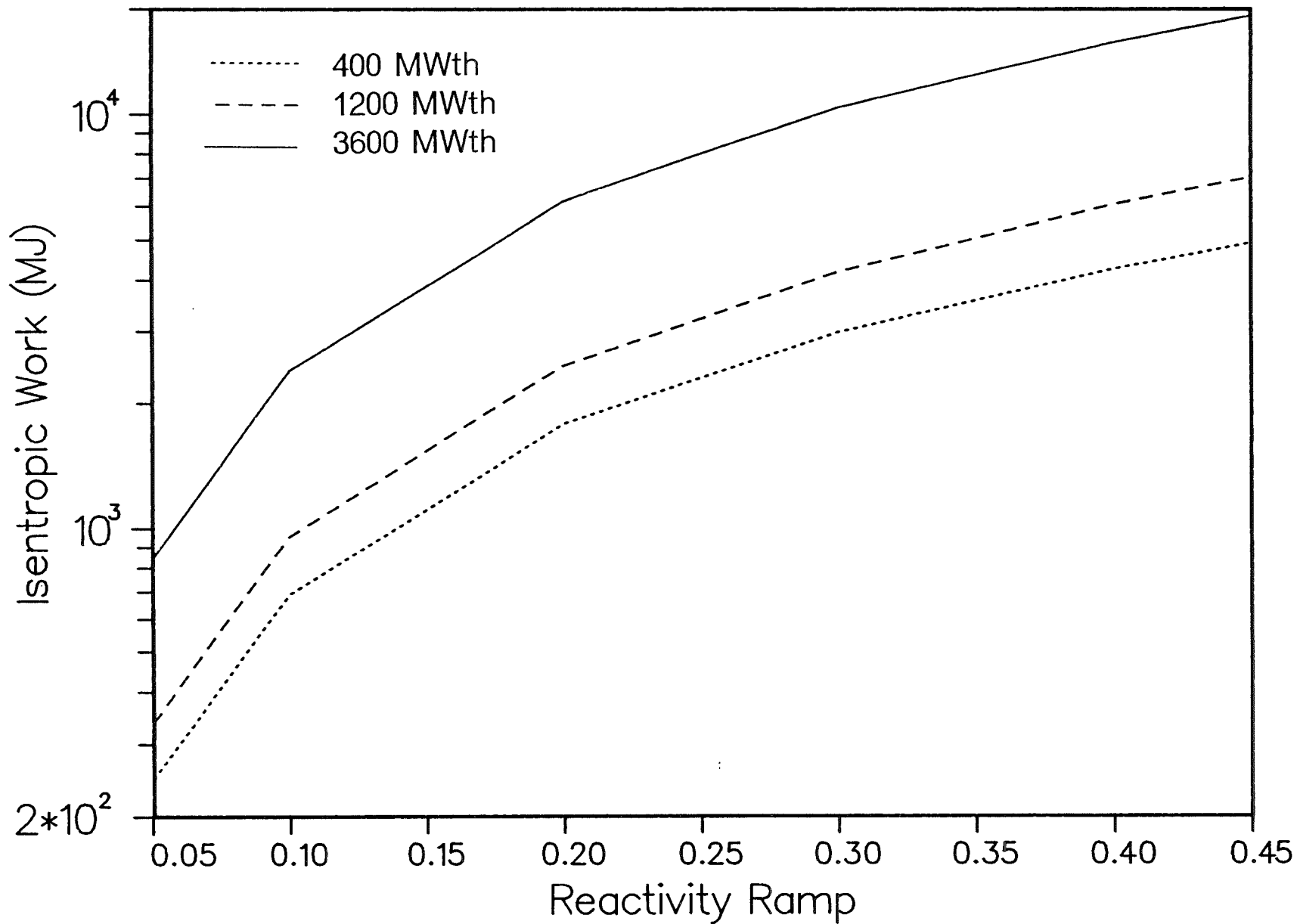
PL0T 1 12.41.58 THUR 28 JUL, 1983 JOB=INR107 , KTK DISPLA 11.0

Fig.6 ASTRA Cores Initial Power 0.1



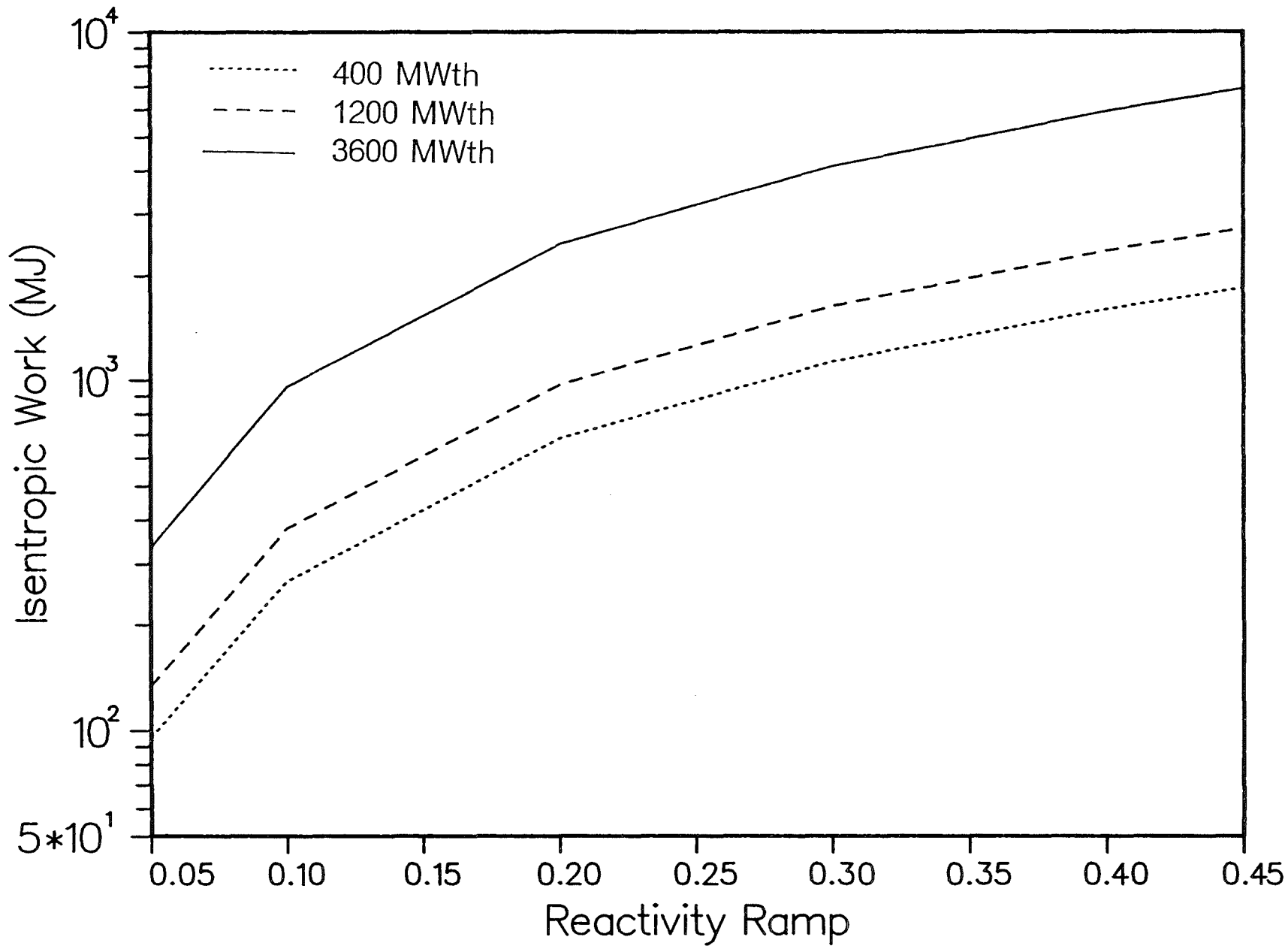
PL0T 1 16.36.68 THUR 29 JUL, 1965 JOB=INR107 , RTK DISPLA 11.0

Fig.7 ASTRA Cores T = 3000K, Initial Power=0.1



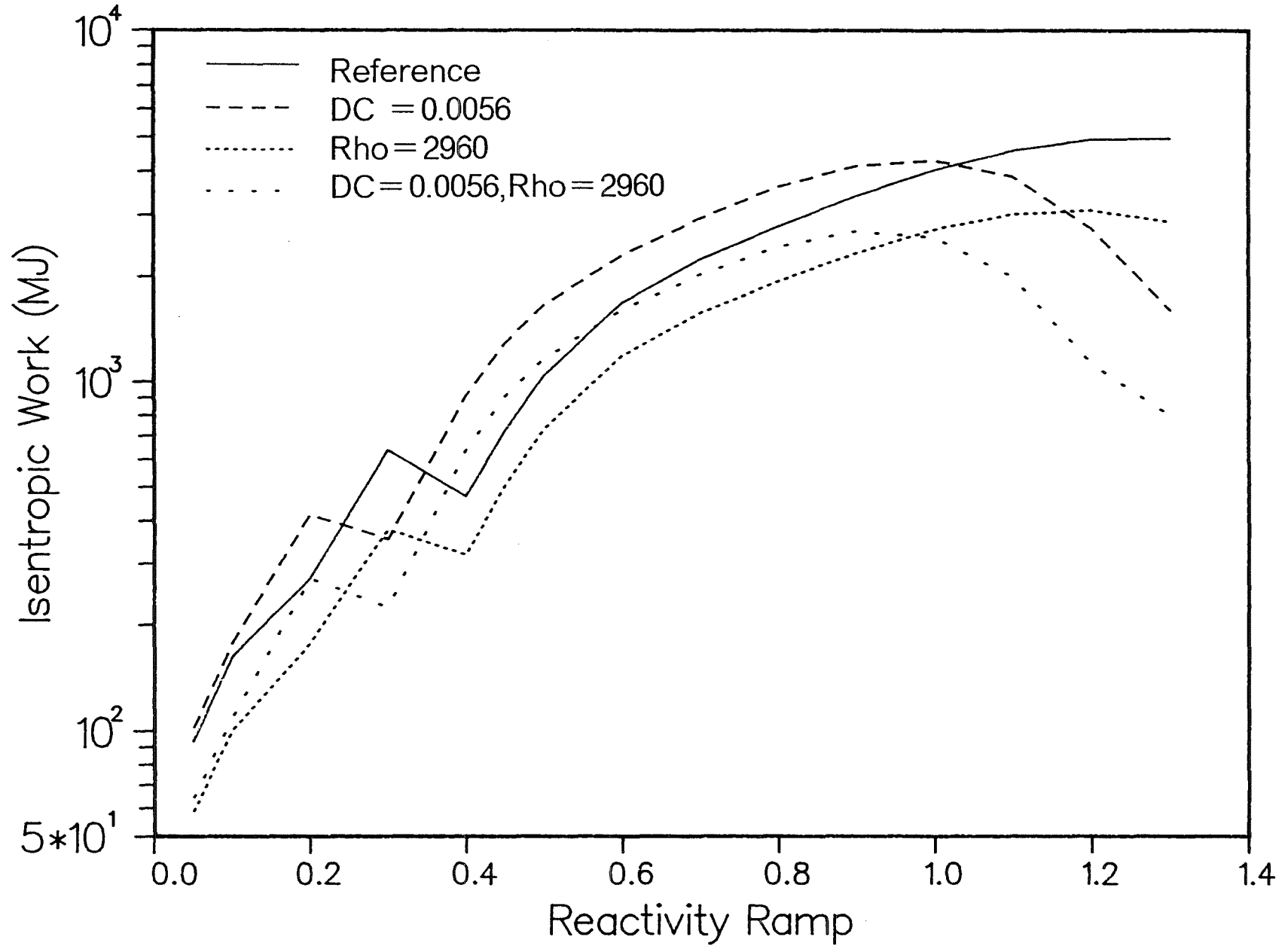
PL01 1 16.21.21 THUR 29 JUL, 1993 JOB-INR107 , KFK DISPLA 11.0

Fig.8 ASTRA: Small Boiling Pools



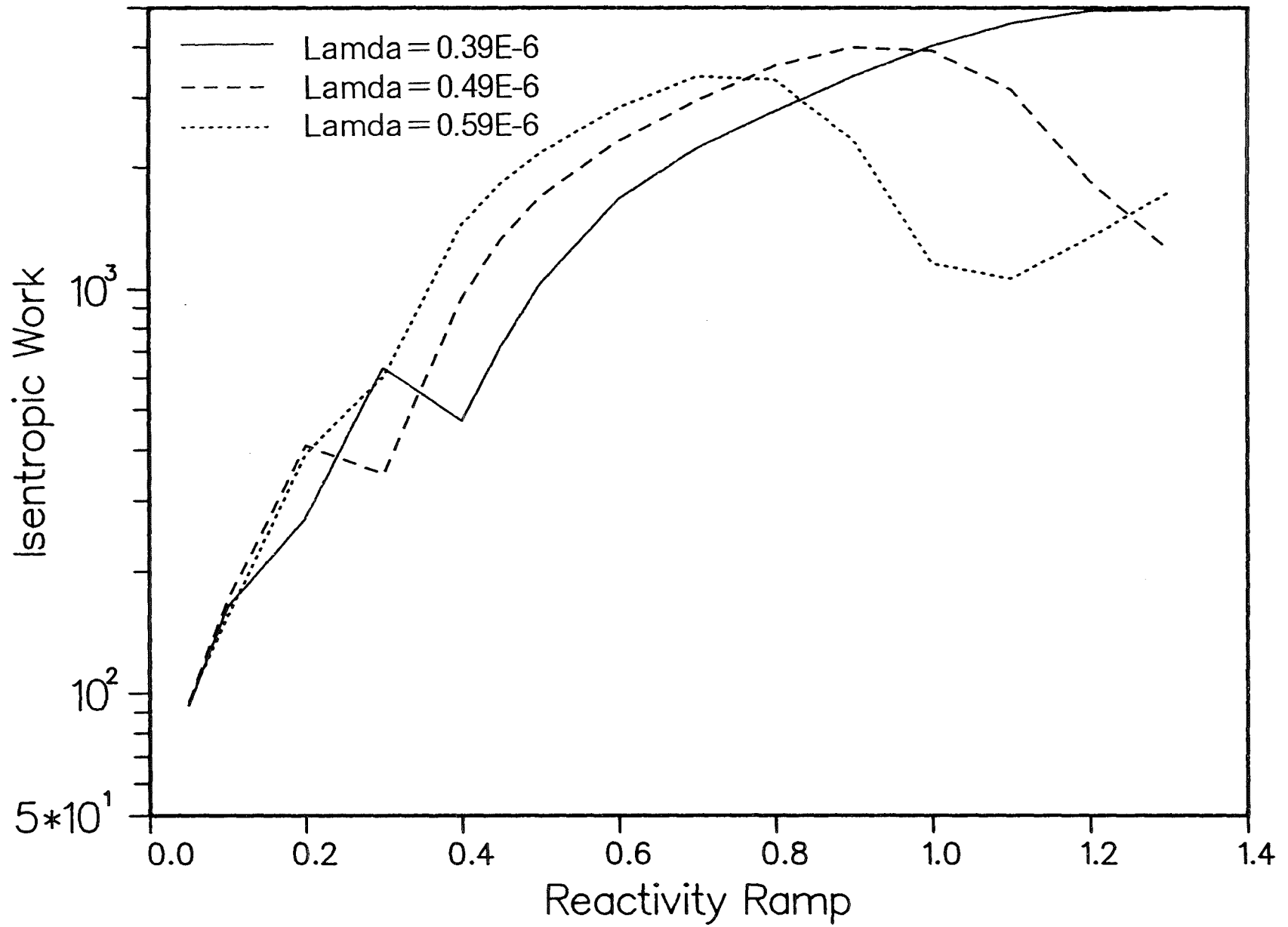
PL01 1 12.46.10 FRI 30 JUL, 1983 JOB=INR107 , KTK DISPLAY 11.0

Fig.9 ASTRA 1200 Parameter Variation



PL01 1 10.20.28 FRI 30 JUL, 1983 JOB=INR107 , KFK DISSEPLA 11.0

Fig.10 ASTRA 1200: Variable Lamda



PL0T 1 12.20.34 PRI 30 JUL, 1963 JOB=INR107 , KTK DISPLA 11.0

Fig.11 ASTRA 1200: Variable Initial Power

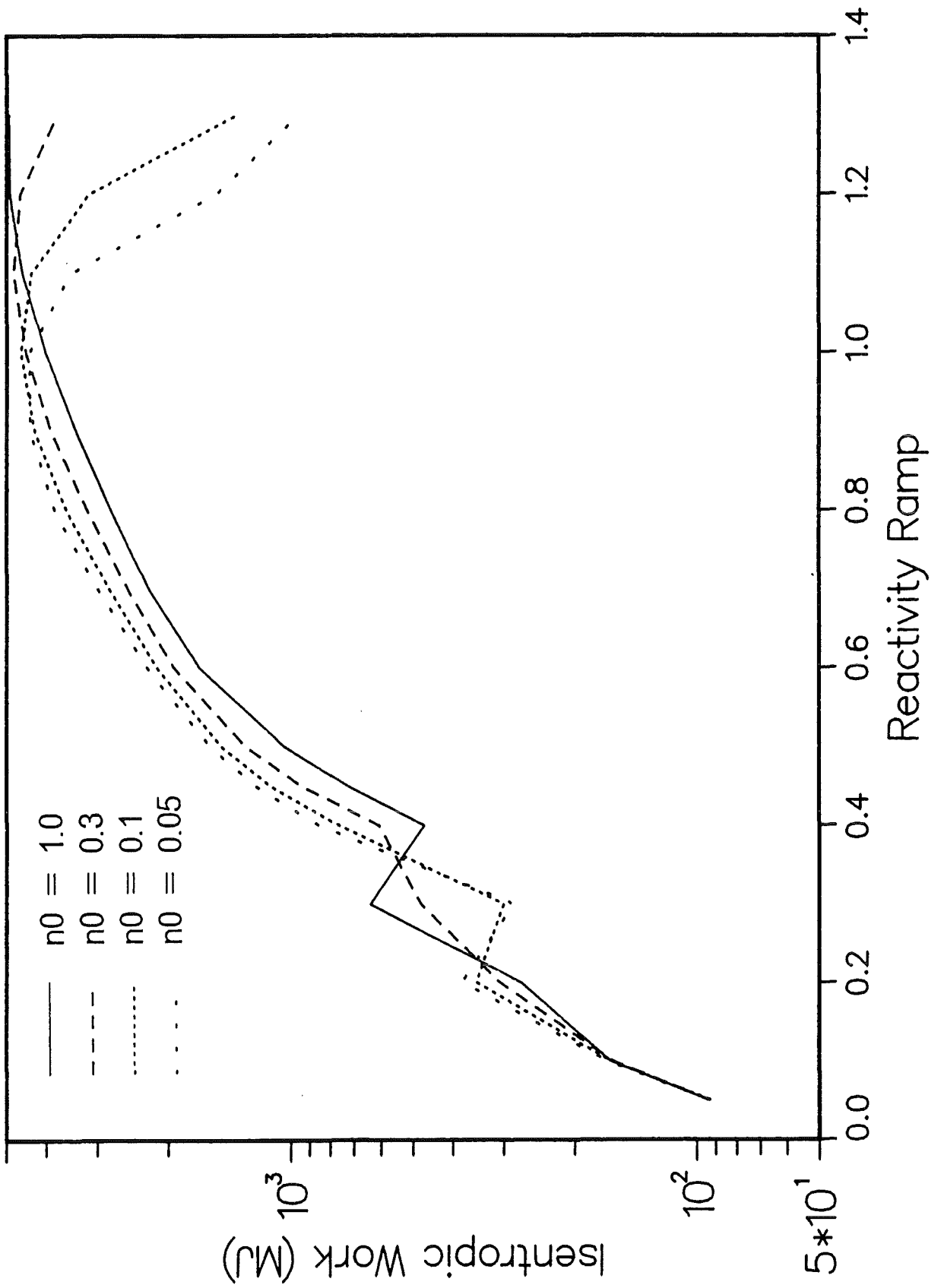


Fig.12 SNR 300 Variable Lamda

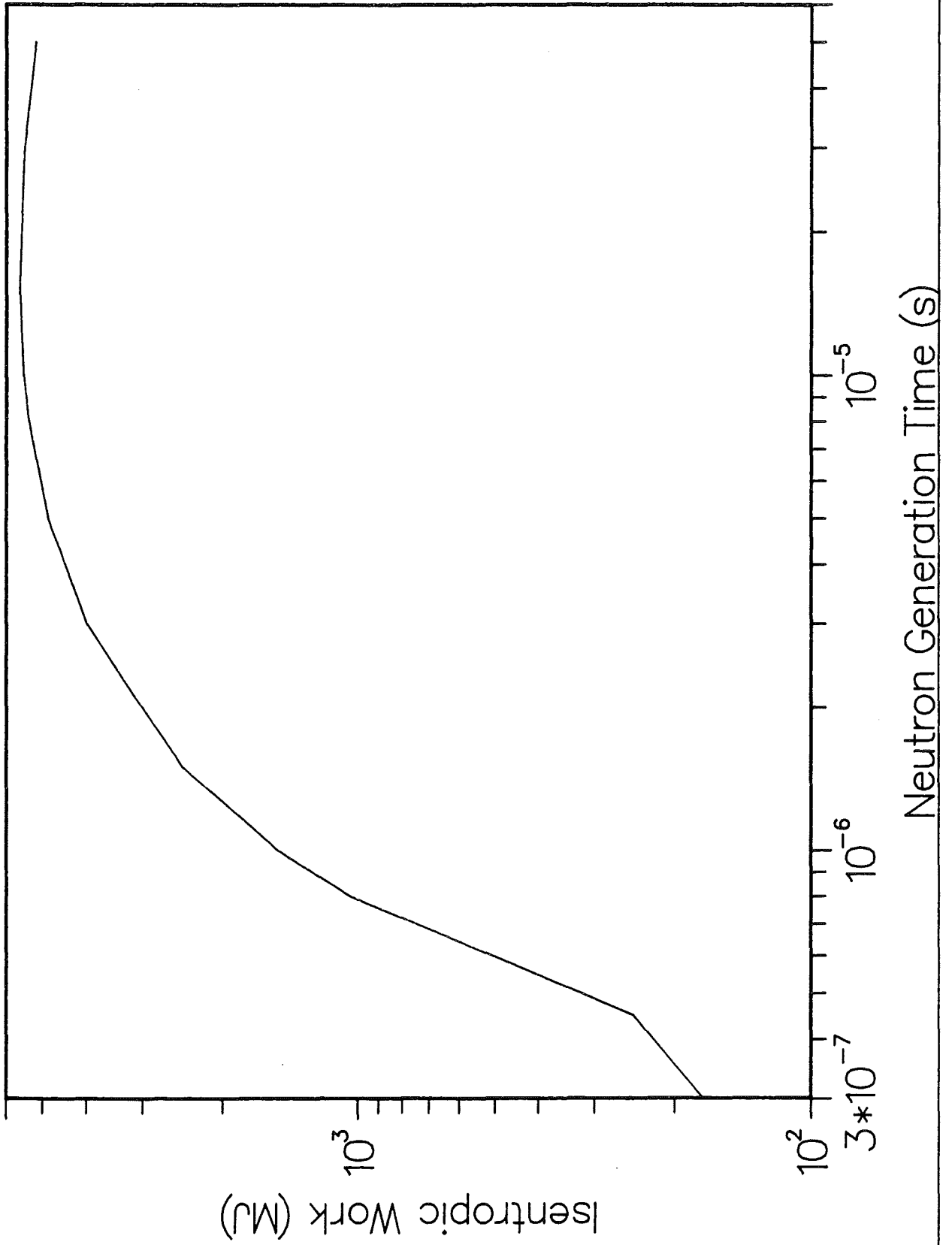


Fig.13 Reactivity Plot Lamda = 50.E-6 s

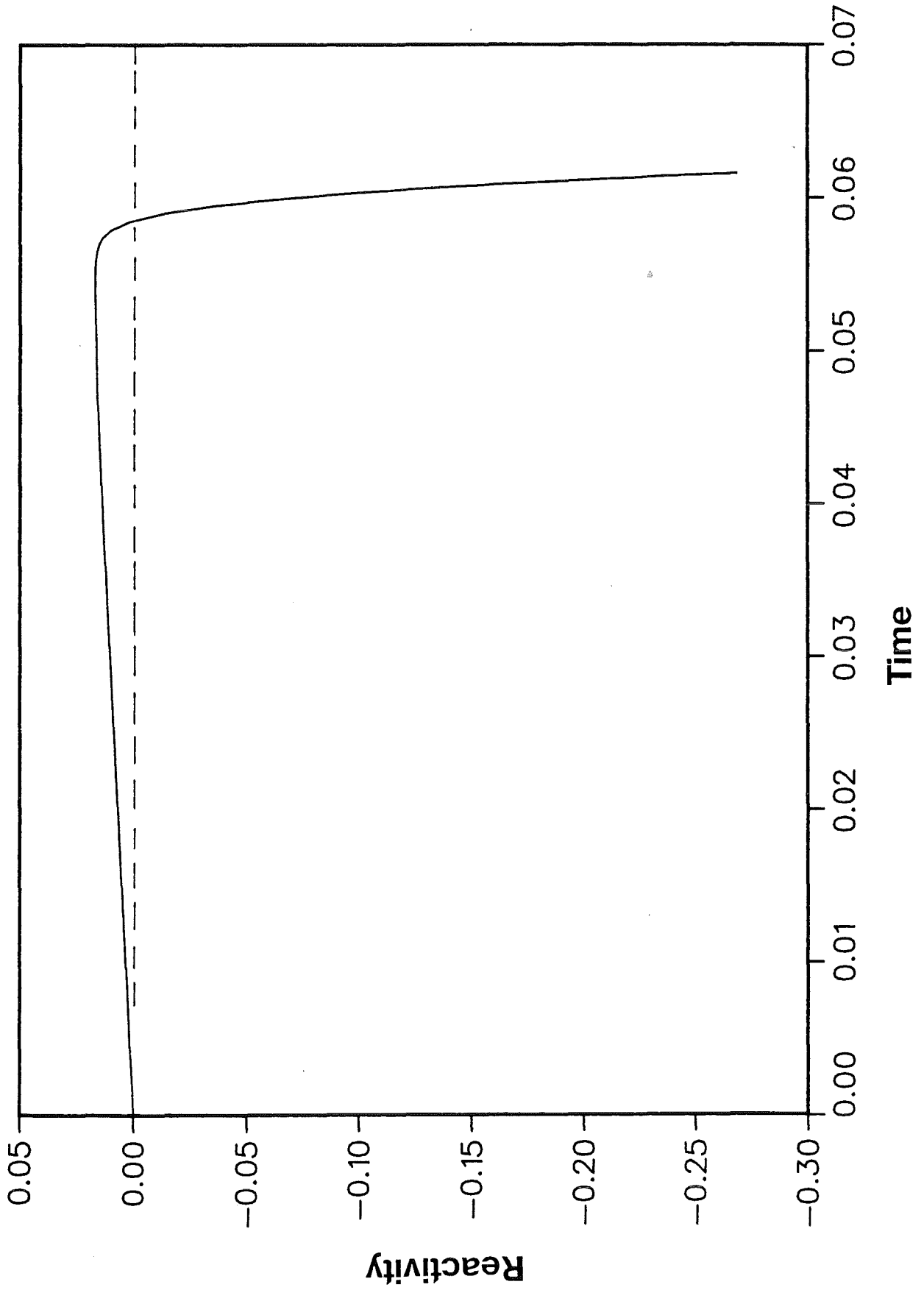
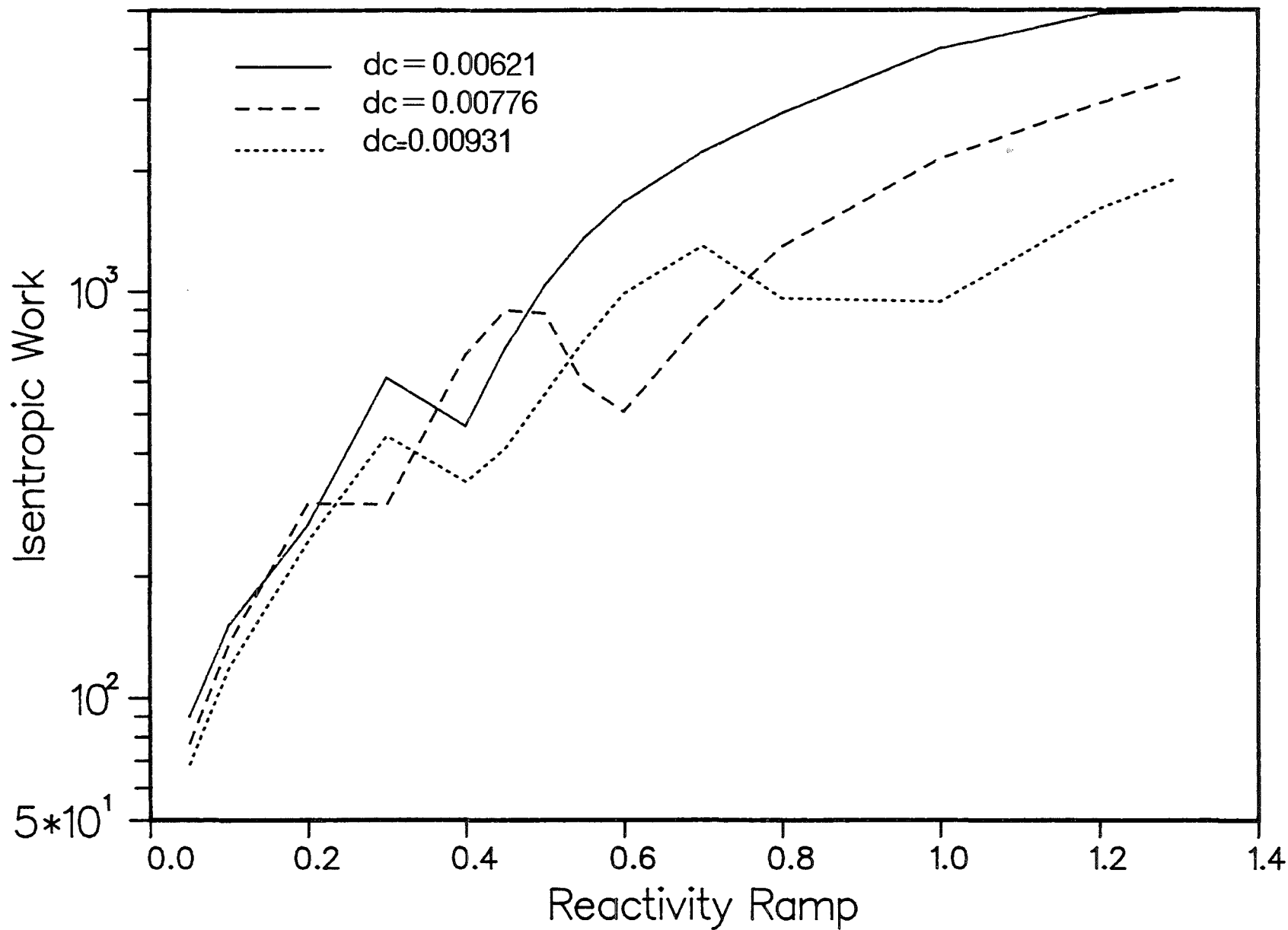
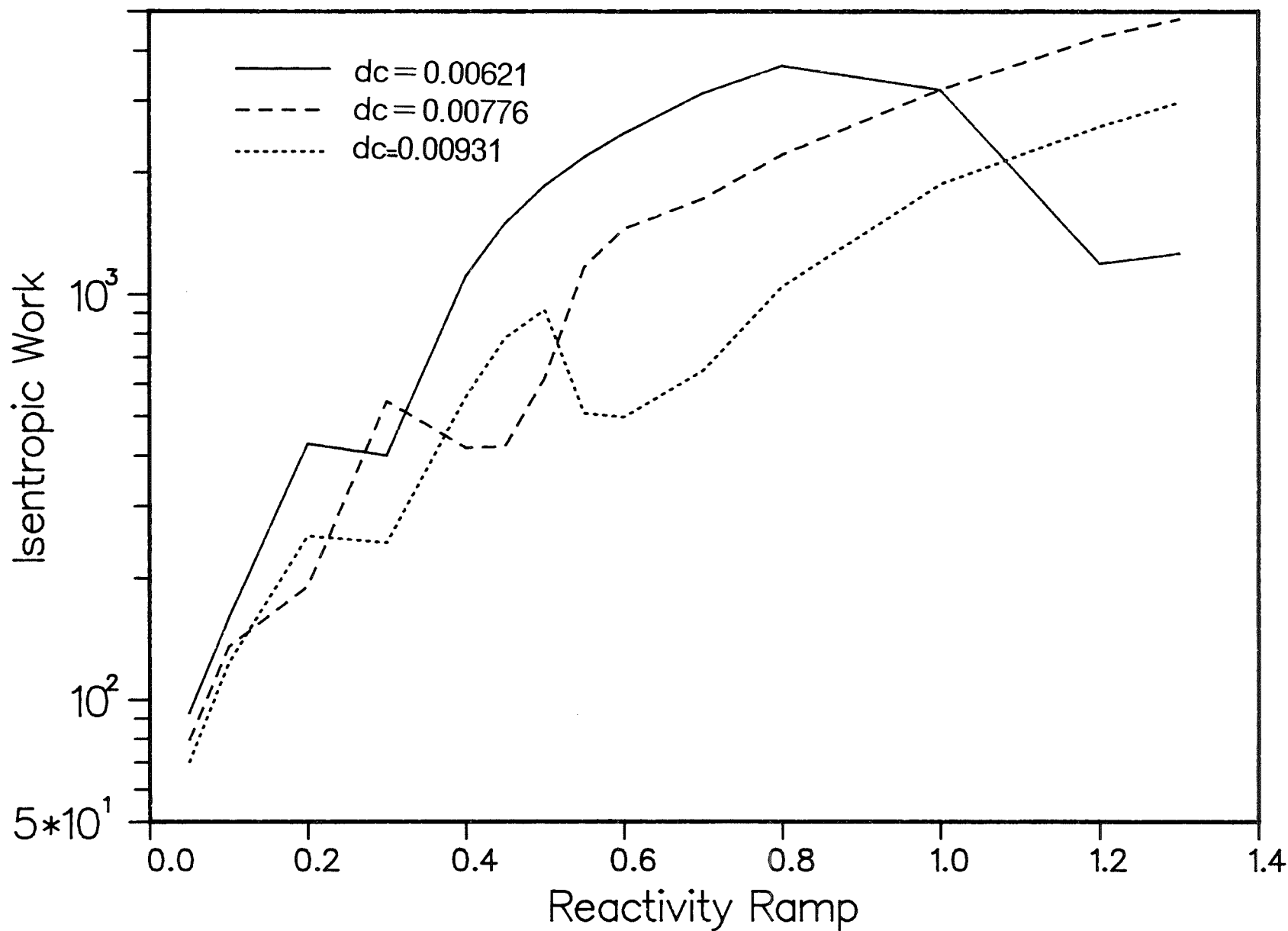


Fig.14 ASTRA 1200: Variable DC (BeO)



14.06.85 MON 13 00:00, 1985 JOB-DIR107 'KFK-DISSEPLA 11.0' PLOT 1

Fig.15 ASTRA 1200: Variable Doppler, Lamda=0.52E-6



18.08.87 MON 15 02:0, 1983 JOB=DA1107 , MKC 0158PLA 11.0
PLOT 1