

JAERI-M
4473

軽水冷却炉における一次系破断事故時の圧力波
伝播現象の解析—計算コードBURSTによる
第I報 单相流放出体系の解析

1971年6月

篠田 度・今岡恒夫

川部隆平・石川迪夫

原子力コード委員会・軽水炉安全性コード専門部会

日本原子力研究所
Japan Atomic Energy Research Institute

軽水冷却炉における一次系破断事故時の圧力波伝播

現象の解析 計算コードBURSTによる

第I報 单相流放出体系の解析

日本原子力研究所原子力コード委員会・軽水炉安全性解析コード専門部会

篠田 度* 今岡 恒夫** 川部 隆平***

石川 迪夫*

(1971年6月受理)

要旨 この報告書は、圧力波伝播現象解析コードBURSTを用いて行なった諸種の流路における圧力波伝播現象の解析結果について述べたものである。流路としては、単管から模擬原子炉に至る広い範囲を対象とし、その中に未飽和水あるいは過熱蒸気の充たされている单相流体系において一端から膨張波が印加されたときの圧力波の伝播を解明した。

解析の結果、

- (1) BURSTコードの計算結果は、理論解との照合によって、妥当であることが確かめられた。
- (2) 本コード使用上の注意事項ならびに適用限界が明らかにされた。
- (3) ゆるやかな断面積変化部において圧力波の波形に歪を生ずることがある、等の諸種の流路における圧力波伝播現象の特徴を明らかにすることが出来た。

尚、本計算コードは Idaho Nuclear 社の好意により入手されたものである。

Analysis of Pressure Wave Propagation in
Pipe Rupture Accidents of Light-water
Cooled Reactors by Use of the BURST Code

I. Wave Propagation through
a Single-Phase Fluid

W. Shinoda*, T. Imaoka**, R. Kawabe***, M. Ishikawa*

Light Water Safety Analysis Code Committee

Nuclear Code Committee, JAERI

(Received June 1971)

Abstract The pressure wave propagations in various types of flow systems have been studied by using computational program BURST, to obtain information on the applicability and operational techniques of the program.

A range of flow systems is covered: a simple cylinder, a pipe with variable flow area (an adapter), an open end, and a simulated boiling water reactor with a flow restrictor in the main steam line. The system is assumed to be filled with single-phase fluid, subcooled water or superheated steam.

From this analysis the followings have been revealed.

- (1) The calculated results agree well with theoretical predictions for the systems with simple geometries, thus confirming the mathematical model of the program.
- (2) The shape of the transmitted pressure wave may be distorted while travelling through an adapter with a length comparable with or greater than that of the wave front.
- (3) The steam flow rate could be limited by the critical phenomenon within the flow restrictor.

BURST code was developed by Idaho Nuclear Corporation (formerly Atomic Energy Division of Phillips Petroleum Company), and was made available to us by the courtesy of Idaho Nuclear Corp..

* JAERI, ** Toshiba, *** Hitachi

目 次

1. はじめに	1
2. BURSTコードの概要	2
2.1 計算モデル	2
2.2 適用範囲	5
3. 解析の目的および範囲	6
4. 解析結果とその検討	11
4.1 原子炉系破断事故解析	11
4.1.1 未飽和水放出	12
4.1.2 蒸気放出	15
4.1.3 流量制限器の効果	29
4.1.4 動的荷重の計算	39
4.2 大容量流路への圧力波進入	46
4.3 テーパー部への圧力波進入	51
4.4 開口部への圧力波進入	73
4.5 時間空間メッシュ巾と計算精度	90
5. BURSTコード使用上の注意事項	96
6. 結 論	97
7. 謝 辞	97
参 考 文 献	98
付録1. 入力データ形式	99
付録2. サンプル出力形式	102

Contents

1. Introduction
2. Brief description of BURST code
 - 2.1 Mathematical model
 - 2.2 Applicability
3. Scope of the study
4. Results and discussions
 - 4.1 Simulated reactor accident
 - 4.1.1 Blowdown of subcooled water
 - 4.1.2 Blowdown of superheated steam
 - 4.1.3 Effects of flow restrictor
 - 4.1.4 Dynamic hydraulic forces
 - 4.2 Wave propagation in a simplified geometry
 - 4.3 Wave propagation through adapters
 - 4.4 Wave transmission into infinite reservoir
 - 4.5 Numerical accuracy of BURST
5. Operational informations for users of BURST
6. Conclusions
7. Acknowledgements

References

- Appendix 1. Input requirements
- Appendix 2. Output informations

1. はじめに

水冷型炉において、高温高压の一次冷却系配管に瞬時破断を生ずると、破断点の減圧に伴って膨張波が系内に侵入し、これが一次冷却系を構成する流路内で複雑な反復反射をうけて系内に圧力振動を生ずる。この圧力振動によって、一次系内の機器（炉心を含む）に過渡的な力が印加されることになるので、安全設計の観点からは、これ等の機器がこのような力に耐え得るように設計しておくことが事故の従属的拡大を防止するためにも必要となる。このような観点から、加圧水中の圧力波伝播現象を解析するために Phillips Petroleum Co.（現在 Idaho Nuclear Corp.）によって開発されたのが計算コード BURST である。⁽¹⁾

BURST コードは、一次元の単一非加熱流路における圧力波伝播を解析の対象として作成されており、流体としては、未飽和水あるいは過熱蒸気等の单相流のみを扱うように構成されている。このため、沸騰水型炉のように炉内に2相流部分をもつ体系や、加圧水炉の場合でも系の圧力が飽和圧力より低下したような体系に対してこのコードを適用することはできない。しかも現実の原子炉のように複雑な体系を一次元化して近似するためには、解析の目的および対象に則した手法によることが計算の精度を上げるためにも必要となる。このため、ここでは、BURST コードの内容を把握し、適用限界を明らかにし、かつ、使用上の問題点を明らかにすることによってその使用方法を確立すると共に将来への改良点を明らかにすることを目的とした解析計算を遂行した。

この作業は、原子力コード委員会軽水炉安全性解析コード専門部会の昭和44年度コード整備作業の一環として行なわれたものであり、当初は、Phillips petroleum Co. の好意により入手した本コードを国内計算機（CDC-3600）に変換整備することを第1の目標としたが、その作業が成功裡に完了したので、その後、上に述べたような主旨に沿って解析作業を進めた。

解析の対象としては、単一直管やテーパ管のような単純な流路から模擬原子炉系のような複雑な流路に至る広い範囲を選び、又、流体としても未飽和水のみならず蒸気をも含めた体系を扱い、本コードの妥当性を確認しながら総合的に圧力波伝播現象を解明することを通して使用方法を確立してゆく方式を採った。以下に、章を追って、BURST コードの概要、解析の範囲、解析結果、本コード使用上の注意事項および本作業を通して得られた結論について述べてゆくことにする。

尚、このコードは、米国 NRTS 研究所の LOFT 模擬放出実験と数多く照合され、使用法如何によっては実験と極めて良く一致することが報告されており⁽²⁾、実験解析を通じて使用方法を確立することが必要であることが明らかにされた。本専門部会においても、本報以降の作業で実験の解析を進めたが、これについては本報の範囲を越えるので、稿を改めて報告するものとし、ここでは省略することにした。

2. BURST コードの概要

BURSTコードの詳細については、文献(1)および(3)に記されているので、ここでは、その概略を述べるに止めておく。

2.1 計算モデル

このコードの計算のモデルは次のような仮定に基づいて組み立てられている。

- (1) 一次元の単一流路を解析の対象とする。ただし、流路断面積および流路方向は可変である。
- (2) 冷却材の流れは、流れに沿った一次元座標で表わすことが出来るものとし、流れに垂直方向の分布は一様と考える。
- (3) 流路は一端あるいは両端が破断するものとし、破断口における圧力変化は与えられるものとする。尚一端破断のときには、他端は閉じているものとする。
- (4) 流路断面積の変化は余弦波関数で表わせるものとし、流れに不連続性の生ずる可能性を除き、連続の式のみで体系を記述する。
- (5) 流体の物性値は、圧力およびエンタルピーのみの代数関係式(ここでは一次結合式)で表わせるものとする。

以上のような仮定に基づいて、質量、エネルギー、運動量の保存則は次のように書ける。

$$A \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial GA}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$A \frac{\partial \rho H}{\partial t} + \frac{\partial GHA}{\partial z} = A(\phi/l) + Aq + A \frac{\partial p}{\partial t} - \left[\frac{A}{2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{G^2}{\rho} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{AG^2}{2\rho^2} \right) \right] - AGg \quad (2)$$

$$A \frac{\partial G}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{G^2 A}{\rho} \right) = -A \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{A(f/\rho) |G| G}{2D} - A\rho G \quad (3)$$

$$\rho = \rho_0 + R_p (p - p_0) + R_h (H - H_0) \quad (4)$$

- 但し A : 流路断面積
 ρ : 平均密度
 H : 平均エンタルピー
 G : 質量速度
 φ : 表面熱流束
 p : 内部発熱密度

D : 等価水力直径
 l : ぬれぶち長さ
 f : 摩擦抵抗係数
 p : 圧力
 ρ_0 : 初期平均密度
 p_0 : " 圧力レベル
 H_0 : " 平均エンタルピー

$$R_p = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_H$$

$$R_h = \left(\frac{\partial \rho}{\partial H} \right)_p$$

z : 空間座標

t : 時間

(1)~(4)を変形すると次式(5)~(7)が得られる。

$$\frac{\partial G}{\partial t} = - \left\{ \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{G^2}{\rho} \right) + \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{f |G| G}{2\rho D} + \frac{1}{A} \left(\frac{G^2}{\rho} \right) \left(\frac{\partial A}{\partial z} \right) + \rho g \right\} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} = - \frac{a^2}{\rho} \left\{ R_h \left[\left(\frac{G}{\rho} \right) \frac{\partial p}{\partial z} - G \cdot \frac{\partial H}{\partial z} + (\phi/l) + q + \frac{f |G| G^2}{2\rho^2 D} \right] \right. \\ \left. + \rho \frac{\partial G}{\partial z} + \left(\rho \cdot \frac{G}{A} \right) \frac{\partial A}{\partial z} \right\} \quad (6) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial t} = \frac{a^2}{\rho} \left\{ R_p \left[\left(\frac{G}{\rho} \right) \frac{\partial p}{\partial z} - G \cdot \frac{\partial H}{\partial z} + (\phi/l) + q + \frac{f |G| G^2}{2\rho^2 D} \right] \right. \\ \left. - \frac{\partial G}{\partial z} - \frac{G}{A} \cdot \frac{\partial A}{\partial z} \right\} \quad (7) \end{aligned}$$

但し a : 音速

$$= \sqrt{\frac{\rho}{R_h + \rho R_p}}$$

式(5)~(7)に対する境界条件は次の通りである。

初期条件 ; $p(z, 0) = p_0$, $H(z, 0) = H_0$, $G(z, 0) = G_0 = 0$

一端破断 : $p(L, t) = p_L(t)$; $G(0, t) = 0$; $H(L, t) = H(L + \Delta z, t - \Delta t)$ (水の吸込時のみ)

両端破断： $p(0, t) = p(L, t) = p_f(t)$; $H(L, t) = H(L + \Delta Z, t - \Delta t)$

あるいは $H(0, t) = H(-\Delta Z, t - \Delta t)$ (水の吸込時のみ)

(5)~(7)を時間的には前進型，空間的には中心階差型の差分方程式に変換し，前述の初期条件および境界条件を与えることによって解を逐次求めてゆくことができる。

こうして得られた圧力，エンタルピー，質量速度の時間的空間的变化は，そのまま計算結果として書出されるが，この外にも，このコードでは，予め設定された流路に過渡的に印加される力を上の計算結果に基いて算出することができるようになっている。ここで，流路にかかる力 \vec{F} は次式で定義される。

$$\vec{F} = \int_{S_w} p \vec{n} ds + \int_{S_w} \vec{r} ds$$

但し \vec{F} : 流路にかかる力ベクトル

S_w : ぬれぶち表面積

\vec{n} : ぬれぶち表面法線ベクトル

\vec{r} : 摩擦抵抗せん断力ベクトル

(8)式の形の積分は流体についての表面積積分となっており，これを行なうにはやや困難が伴なうので，BURSTコードにおいては，運動量方程式を(8)式に代入することにより次式のような積分式を得，これに基いて力の計算を行なっている。

$$\begin{aligned} \vec{F} = & - \frac{\partial}{\partial t} \int_V \vec{G} dv + \int_{S_1} v \vec{G} (\vec{G} \cdot \vec{n}) ds + \int_{S_2} v \vec{G} (\vec{G} \cdot \vec{n}) ds \\ & + \left\{ \int_{S_1} p \vec{n} ds + \int_{S_2} p \vec{n} ds + \int_V \rho \vec{\Phi} dv \right\} \end{aligned} \quad (9)$$

但し V : 流路体積

v : 比容積

S_1 : 流路端 1 の流路断面積

S_2 : " 2 "

$\vec{\Phi}$: 流体自身にかかる力(例えば重力)

(9)式を差分方程式の形式に変換すると次式が得られる。

$$\begin{aligned} F = & - A_r \cos \alpha_r \left[144 p_r + \frac{G_r^2}{322 \rho_r} \right] - A_c \cos \alpha_c \left[144 p_c + \frac{G_c^2}{322 \rho_c} \right] \\ & - \frac{\Delta Z}{322} \sum_{j=c+1}^r \cos \theta_j A_j \left(\frac{\Delta G}{\Delta t} \right)_j \end{aligned} \quad (10)$$

- 但し A : 流路断面積 [ft²]
 p : 圧力 [psi]
 G : 質量速度 [lb/s, ft²]
 α : 流路端部と対象とする軸のなす角
 θ : 流路小区分と対象する軸のなす角
 AZ : 空間メッシュ巾
 Suffix c : 流路区分始端メッシュ番号
 r : 流路区分終端メッシュ番号

動特性計算における時間メッシュ巾 Δt は、コード内で次式に基いて自動的に設定される。

$$\Delta t = F_t \cdot \frac{\Delta Z}{[A_{j+1} |G_j/\rho_j|]_{\max}} \quad (1)$$

但し、 F_t は予め指定される1.0より小さい数
 尚、このコードの入出力形式が巻末に付されている。

2.2 適用範囲

前節で述べたように、このコードに用いられている基本方程式は一般的な体系に適用することが出来るような形になっているが、実際には、その数値解法上、次のような制約が課せられている。

- (i) 流体内部発熱および流体表面よりの加熱を扱うことはできない。すなわち、非加熱の系のみに限られる。
- (ii) 流動による摩擦抵抗係数の計算式が内蔵されていないので、この効果は無視されており、平滑な体系にしか適用できない。
- (iii) 階段状の断面積変化を扱うことができないのでこれをゆるやかな変化形状に変換する必要があり、これが誤差発生の原因となる。
- (iv) 体系内に大きな冷却材溜めやポンプ、弁等の機器が存在する場合の模擬が行えない。
- (v) 物性値が圧力とエンタルピーの一次結合式で表わされているために、二相流や大きな圧力変化を伴うような気体体系に適用することはできない。
- (vi) 破断点における状態(圧力変化の状態)を予め知っていることが計算遂行上必要である。

このような数多くの制約の中で、本コードの有用性を高めてゆくためには、数多くのテスト計算を通して、その使用技術を確立してゆくことが是非必要となる。

3. 解析の目的および範囲

今回の解析計費では、本コードの妥当性を検証し、使用技術を確立すると同時に、次のような圧力波伝播現象をも解明することを目的とした。

- (1) 直管部における圧力波伝播現象
- (2) テーパ付管部における圧力波伝播現象
- (3) 開口部における圧力波伝播現象
- (4) 原子炉系における圧力波伝播現象
- (5) 単純流路（大容量部と絞）における圧力波伝播現象
- (6) 限流器における圧力波伝播現象
- (7) 放出流体の相違（未飽和水と蒸気）による影響
- (8) 動的荷重
- (9) 時間・空間メッシュ巾の影響

上に述べた項目のうち、(1)～(3)は、BURSTコードの計算の妥当性を検証することを目的として行なった。とくに、直管部における圧力波伝播現象については、共鳴管とのアナロジーにより現象自身の説明が充分行なえるので、計算結果のみを検討することによって、BURST内の計算手法を検証することが容易である。項目(2)は断面積変化部における透過波形の歪を解明するために行なうものであり、波長と断面積変化部長さの比が波形に与える影響を調べ、この結果と理論的に推定しうる効果との定量的比較によりコードの妥当性を検証した。項目(3)は開口部における圧力波面の拡がり方を解明するためのものであり、これについても、理論との検証が容易である。

項目(4)は、原子炉系のように複雑な体系における圧力波伝播の概要を把握し、解析上の問題点を明確にすることを目的として行なわれており現実の原子炉系（ここでは便宜上BWR型を採用）を一次元化することによって近似計算を可能にした。

項目(5)は、原子炉系モデルを極く単純化し、項目(4)の解析では必ずしも明らかにすることのできなかつた現象の解明を進めることを目的としている。

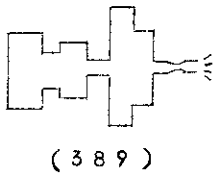
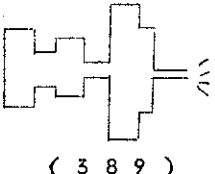
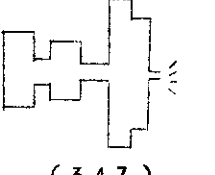
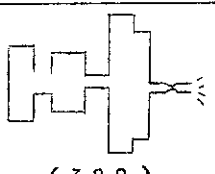
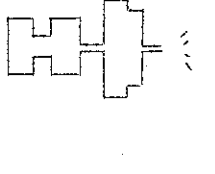
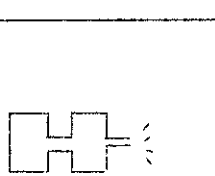
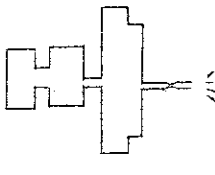
項目(6)は、原子炉（BWR型）の主蒸気管に設けられた限流器のもつ効果を、とくに蒸気流体系において解明することを目的としている。

以上の項目について、未飽和水放出体系と蒸気放出体系の相違を明らかにし、更に、コードで計算される動的荷重の物理的意味およびその精度についての検討を行なった。

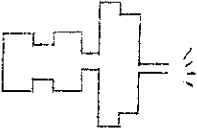
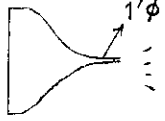

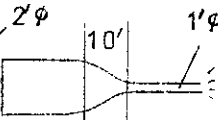
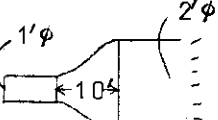
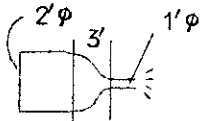
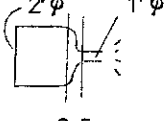
最後に、計算遂行上の時間・空間メッシュ巾が計算結果に及ぼす影響を明らかにするための計算を単純な体系について行なった。

尚、以上に述べた解析範囲の詳細がTABLE 3.1に示されている。この表には、流路形状、外乱、流体、CDC-3600における計算時間が示されている。

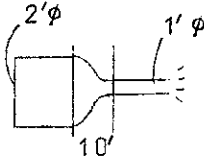
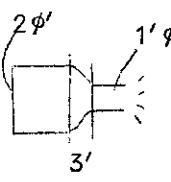
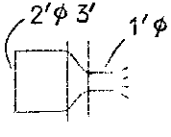
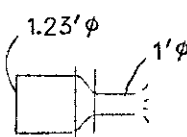
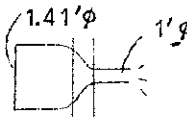
TABLE 3.1 Scope of the calculations

CASE No.	目的	対象	形状 (メッシュ数)	流体	外乱	解析時間	計算時間
				(Δz) ft	$\Delta p/r$ psi ms	ステップ数/ t ms	CH
1	原子炉事故 解析(主蒸 気管破断) 短時間	原子炉系 (限流器有)	 (389)	水 (0.25)	700/0.5	450/21.17	5.5
2	原子炉事故 解析(主蒸 気管破断) 短時間	原子炉系 (限流器無)	 (389)	水 (0.25)	700/0.5	450/21.24	5.5
3	原子炉事故 解析(主蒸 気管破断) 長時間	原子炉系 (限流器無) 短放出ノズル	 (347)	水 (0.25)	700/0.5	4000/186.38	47.0
4	原子炉事故 解析(主蒸 気管破断)	原子炉系 (限流器有)	 (389)	蒸気 (0.25)	700/0.5	450/16.38	5.0
5	同CASE3 荷重計算 境界点修正	同CASE3	 (389)	同CASE3	同CASE3	1000/45.83	CASE(5+7) で 18.0
6	大容量部へ の圧力波進 入解明	単純化流路	 (175)	水 (0.25)	700/0.5	4000/185.87	25.0
7	原子炉事故 解析(主蒸 気管破断)	原子炉系 (限流器有)	 (389)	蒸気 (0.25)	400/0.5	450/29.96	see CASE5

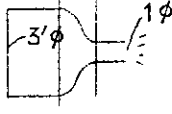
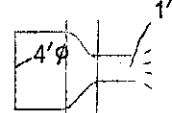
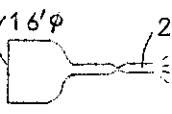
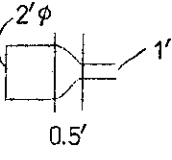
(Continued)

CASE No.	目的	対象	形状 (メッシュ数)	流体 (Δz) ft	外乱 $\Delta p/\tau$ psi ms	解析時間 ステップ数/t ms	計算時間 CH
8	原子炉事故 解析(主蒸 気管破断)	原子炉系 (限流器無)	 (389)	蒸気 (0.25)	400/0.5	1000/85.81	CASE8+X1 ~X6 17.5
X1	開口部への 圧力波進入 解明	模擬開口 部流路	 (107)	水 (0.25)	1000/0.5	100/4.74	SEE 8
X2	同 X 1 (放出口径)	同 X 1	 (107)	水 (0.25)	1000/0.5	100/4.75	SEE CASE8
X3	テーパ部 への圧力波 進入解明		 (121)	水 (0.25)	1000/0.5	150/7.12	SEE CASE8
XX	同CASE X3 (逆テーパ)	同 X 3	 (121)	水 (0.25)	1000/0.5	150/7.11	SEE CASE8
X5	同CASE X3 (テーパ長)	同 X 3	 (65)	水 (0.25)	1000/0.5	80/3.80	SEE CASE8
X6	同CASE X3 (テーパ長)	同 X 3	 0.5 (66)	水 (0.1)	1000/0.5	80/1.52	SEE CASE8

(Continued)

CASE No.	目的	対象	形状 (メッシュ数)	流体 (Δz) ft	外乱 $\Delta p/\tau$ psi ms	解析時間 ステップ数/t ms	計算時間 OH
X7	同CASEX3 (メッシュ巾小)	同 X 3	同 X 3 (300)	水 (0.1)	1000/0.5	400/7.59	X7~X15 +Y1~Y5 で 12.0
X8	同CASEX3 (圧力波形)	同 X 3	同 X 3 (121)	水 (0.25)	1000/0.3	150/7.12	SEE CASEX7
X9	同CASEX 同CASEX3 (圧力波形)	同 X 3		水 (0.25)	1000/166.67	100/4.75	SEE X7
X10	同CASEX3 (波形, テー バ長)	同 X 3		水 (0.25)	1000/0.6	100/4.75	SEE X7
X11	同CASEX3 (波形, テー バ長)	同 X 3		水 (0.25)	1000/1.2	150/7.12	SEE X7
X12	同CASEX3 (テーバ)	同 X 3		水 (0.25)	1000/0.5	100/4.75	SEE X7
X13	同CASEX3 (テーバ)	同 X 3		水 (0.25)	1000/0.5	100/4.75	SEE X7

(Continued)

CASE No.	目的	対象	形状 (メッシュ数)	流体 (Δz) ft	外乱 $\Delta P/\phi$ psi ms	解析時間 ステップ数/t ms	計算時間
X14	同CASEX3 (テーパー)	同 X 3		水 (0.25)	1000/0.5	100/4.75	SEE X7
X15	同CASEX3	同 X 3		水 (0.25)	1000/0.5	100/4.75	SEE X7
Y1	Δt=0.01 f=0.8	単純化流路 (限流器付)		水 (0.25)	700/0.5	150/5.79	SEE X7
Y2	同 Y 1 f=0.5 蒸気	同 Y 1	同 Y 1	蒸気 (0.25)	700/0.5	250/9.49	SEE X7
Y3	同 Y 1 f=0.8 蒸気	同 Y 1	同 X 1	蒸気 (0.25)	700/0.5	250/13.17	SEE X7
Y4	同 Y 1 f=0.98 蒸気	同 Y 1	同 Y 1	蒸気 (0.25)	700/0.5	250/14.99	SEE X7
Y5	同 Y 1 f=0.5 水 水	同 X 6		水 (0.1)	1000/0.5	150/1.45	SEE X7

4. 解析結果とその検討

4.1 原子炉系破断事故解析

軽水炉の一次系破断事故初期において、破断により生じた圧力波が、内部に浸入し、一次冷却系内部で反復反射されて複雑な圧力振動を生ずる可能性がある。このような圧力振動が一次系の内部構造物に過渡的な力を与えることになるので、これについて評価することが、原子炉の設計上必要となる。このような観点から「BURST」コードの整備作業の一環として、現実の原子炉に近い模擬的な原子炉を想定し、原子炉のような複雑な形状に対して圧力波がどのように進行するか、圧力波の進行状態が単純な形状と比較してどのような問題があるかということ定性的に把握する解析を行った。

解析に用いた模擬原子炉のベースとなるモデルとして沸騰水型原子炉(BWR)を採用し、上部配管破断(BWRで言えば主蒸気管破断)の場合を解析した。

沸騰水型原子炉は圧力容器内に飽和蒸気及び加圧水が共存しており、この間の相変化による不連続的な熱的吸収に特徴があるものであり、「BURST」コードのような密度変化を連続として取り扱う解析法で解析することは妥当なものでない。また、複雑な形状の原子炉を単純な一次元として取り扱うことは、圧力波が形状変化に非常に影響されるものだけに、妥当でない。形状が複雑且つ多種に亘っているときは、小さいセクションに分て、そのまわりの境界条件を明確にして、そのセクションの精度のよい解析を行い積み重ねていくことが必要である。以上の点から模擬原子炉の解析を行うことは問題があるが、この点を充分考慮した上で、系全体を水相のみで充たされている状態、及び蒸気のみで充たされている状態の解析を行った。この考え方には、水のみが存在する状態として解析を行えば、これは加圧水としての原子炉の中に伝はる圧力波の問題が判明し、気相が存在する状態として解析を行えば、主蒸気管が破断した場合に、水相に至る迄の蒸気相中を移動する波をかなりBWRに近い形で判断出来、且つ液相と気相による圧力波の特性の違いを知ることが出来、BWRの特殊な状態の判断の一助とすることが出来ると考えたからである。

しかしBWRには、本質的な相変化を伴う自由表面があり、又そこでの不連続の密度変化による波の反射吸収など、圧力波への影響に対して「BURST」コードでは解析することが出来ないが、加圧水、或いは過熱蒸気として解析することはBWRにとって、定量的には安全側の評価を与えるものであると考えられる。

ここでのBWRに対する検討は、主蒸気管の破断を対象として次のような点に着目して検討した。

- (i) 未飽和水放出の場合
- (ii) 蒸気放出の場合
- (iii) 限界流器の効果
- (iv) 動的荷重の計算

ここでの概略的サーベイをもとにして、検討を加え、次のような解析(別報の予定)の方向づけのための資料とした。

- (i) 相変化のある二相流中を瞬時に相変化を起こしながら波の伝わる現象
- (ii) 限界流器の特性
- (iii) 荷重計算の修正

モデルのとり方は 4.1.1 で説明する。

4.1.1 未飽和水放出

解析に用いた BWR のモデルとしては、最近の沸騰水形原子炉の典型的な形をとり上げた。沸騰水型原子炉の内部構造は炉心以外に、ジェットポンプや蒸気乾燥器など複雑であるが、コードの入力として、Fig 4.1.1 のように 1 次元の形に分解合成した。このコードでは枝状の流路や並列流路が入力として入らないので、ダウンカマーのように波の流れがパラレルとなる部分は、その体積をその前後の各セクションの体積に振り分けるモデルとした。このようにすることは、必ずしも結果を安全側にするのではないが、圧力波の特質が得られることと考えられる。後で述べるように、圧力波の解析では、その対象とする部分を限って、それに合うように解析モデルを組み立てることが必要である。モデルは Fig 4.1.2 のような入力形状となり、この中へ右側の破断口より波が浸入する。

未飽和水によって充滿された系の圧力波は、破断口より未飽和水の流出に伴ない、相変化のない液体の波として内部に浸入し、透過及び反射をくり返す。解析を左右する条件として、主なるものは、破断口の大きさ、その点での圧力降下割合及び未飽和水の液体の物性の変化である。これらは次のように定めた。

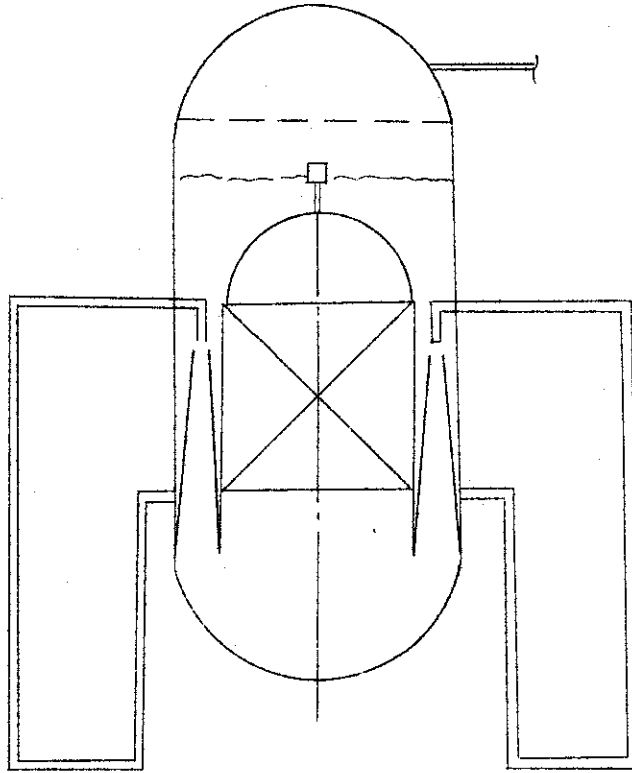
1. 破断口の大きさ；破断口としては、流量制限器（フローリミター）以後での配管の破断を考え、破断口としては配管（呼び径 24 インチ）の破断を考える。
2. 破断速度；破断口の破断速度は、その点の圧力が 1000 psia の初期条件より 300 psia 迄、0.5 msec の間に放出され、その後は 1000 msec の間に大気圧迄下がるとした。
3. 水の物性；水の物性としては、コードの入力の方式に従い、1000 psia と 300 psia の物性をもとにして次のようにした。

$$R_p = \left(\frac{\partial \rho}{\partial p} \right)_H = 7.62 \times 10^{-8} \left(\frac{\text{sec}^2}{\text{ft}^2} \right)$$

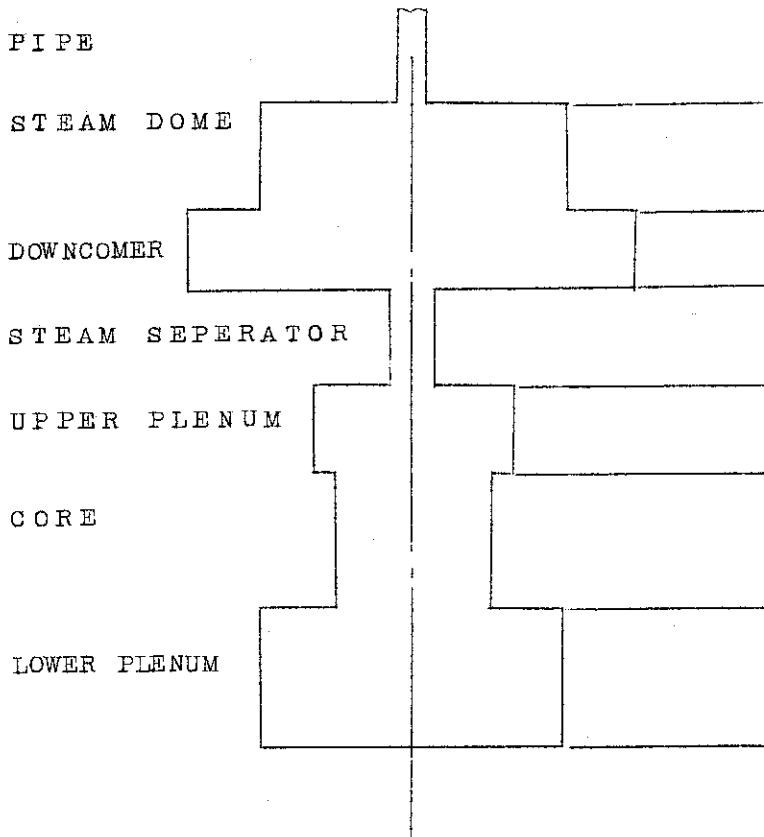
$$R_H = \left(\frac{\partial \rho}{\partial H} \right)_p = -1.81 \times 10^{-6} \left(\frac{\text{sec}^2}{\text{ft}^2} \right) \cdot \frac{\text{lb}}{\text{ft}^3}$$

4. 初期状態の内部のエンタルピーは 531.72 ($\frac{\text{Btu}}{\text{lb}}$)

密度は 46.88 ($\frac{\text{lb}}{\text{ft}^3}$) である。



TYPICAL BWR



HEIGHT	LENGTH	VOLUME	DIA.
70 ft	ft	ft ³	ft
970 "	11.25'	4202	15.87
715 "	11.6'	6036	25.77
576 "	11.5'	247	5.23
438 "	7'	1066	13.93
354 "	12.0'	723	8.76
210 "	17.5'	2992	14.76
0 "			

Fig. 4.1.1 Typical BWR & Analysis Model for BURST CODE

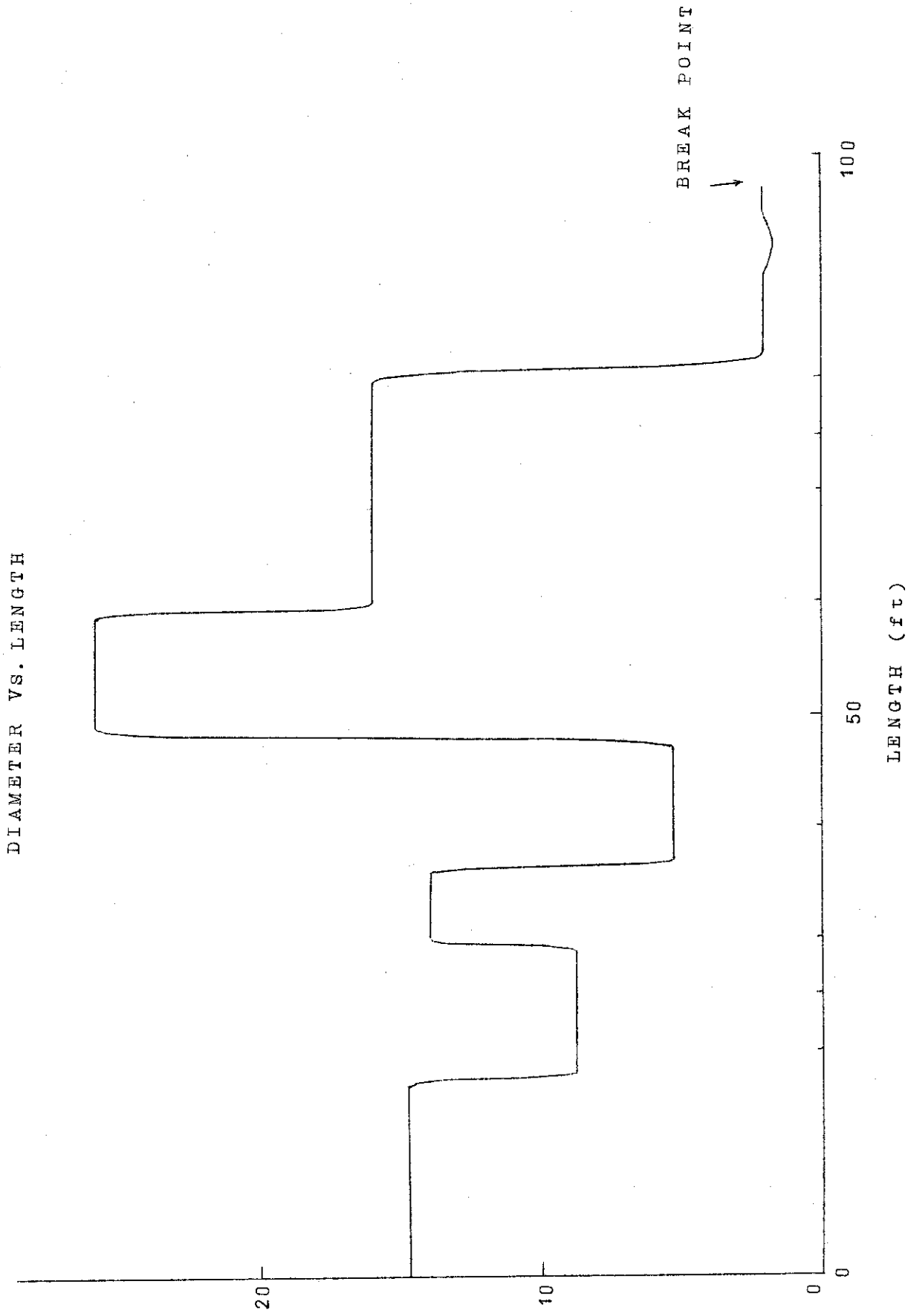


FIG. 4.1.2 DIAMETER VS. LENGTH OF MODEL

その結果は、Fig 4. 1. 3 のように圧力波が時間と共に浸入していく。破断する配管が圧力容器の上部断面積に比較して小さい為には圧力波は配管を通り圧力容器のところで反射され内部に大きく浸入していないことが判る。

配管と、その間にある流量制限器との関係は Fig 4. 1. 4 に示されるようなものであるが、それによると影響は大きく、波の浸入は時間と共に Fig 4. 1. 5 および Fig 4. 1. 6 のように変化していく。何か障害物があると、その点での波の変化は複雑になる。その時の質量速度は Fig 4. 1. 7 および Fig 4. 1. 8 のようになる。波が入っていく為には質量バランスがとれていることが必要であり、流量制限器のように流路が絞られているところでは、その為には質量速度が非常に大きくなっていく。ここでは圧力容器の入口で反射された波が戻って来ることにより相殺されて波として発散するような形にはならないが、この部分で流量制限器の形状如何で波が発散するように急変化をもたらす可能性がある。次に流量制限器をはずした場合の圧力波の伝わり方を Fig 4. 1. 9 及び Fig 4. 1. 10 に示す。これを Fig 4. 1. 5 および Fig 4. 1. 6 と比較すれば流量制限器による波の乱れが顕著に判る。

次に長時間計算することにより圧力容器に伝達された波がどのように分布しながら圧力容器の圧力を下げていくか調べたものが Fig 4. 1. 12 である。浸入した波は小さいが、内部の流路が絞られている部分で大きな圧力傾斜を起こしていることが判る。適当な点を選んで、その点の圧力の時間変化を示したものが Fig 4. 1. 13 である。この図のいくつかの曲線の間隙がその点間の圧力差の時間変化となる。

放出配管を短かくすると (CASE 3 の場合)、同じ時間の中に放出配管内でより多数回の波の反復反射が行なわれ、それ丈多数の波が圧力容器に印加されることになり、圧力容器内の圧力低下率も大きくなる。この様子が Fig 4. 1. 14 に示されている。同様に、配管内質量速度の初期上昇率も波の反復反射の回数に比例しており、放出配管の短かい方がより大きくなる。これは Fig 4. 1. 15 から明らかである。

4. 1. 2 蒸気放出

4. 1. 1 に於て未飽和水の系からの放出を解析したが、同じ形状に蒸気のみが存在していて、蒸気が放出する過程での圧力波の進行をここで解析する。解析条件として加圧水の場合と特に異なるところは次のようなものである。

1. 破断口からの放出は 1000 psia より 300 psia 迄 0.5 msec の間に流出する場合 (case 4) と、1000 psia より 600 psia 迄 0.5 msec で流出する場合 (case 7, 8) を考える。
case 7 と case 8 との違いは流量制限器の有無による違いである。
2. 初期状態の内部エンタルピーは 1193.3 (Btu/lb)
密度は 2.16 (lb/ft^3) である。
3. 蒸気の物性の変化は次式による。

$$R_p = \left(\frac{\partial p}{\partial P}\right)_H = 4.72 \times 10^{-7} \left(\frac{\text{B}^2}{\text{ft}^2}\right)$$

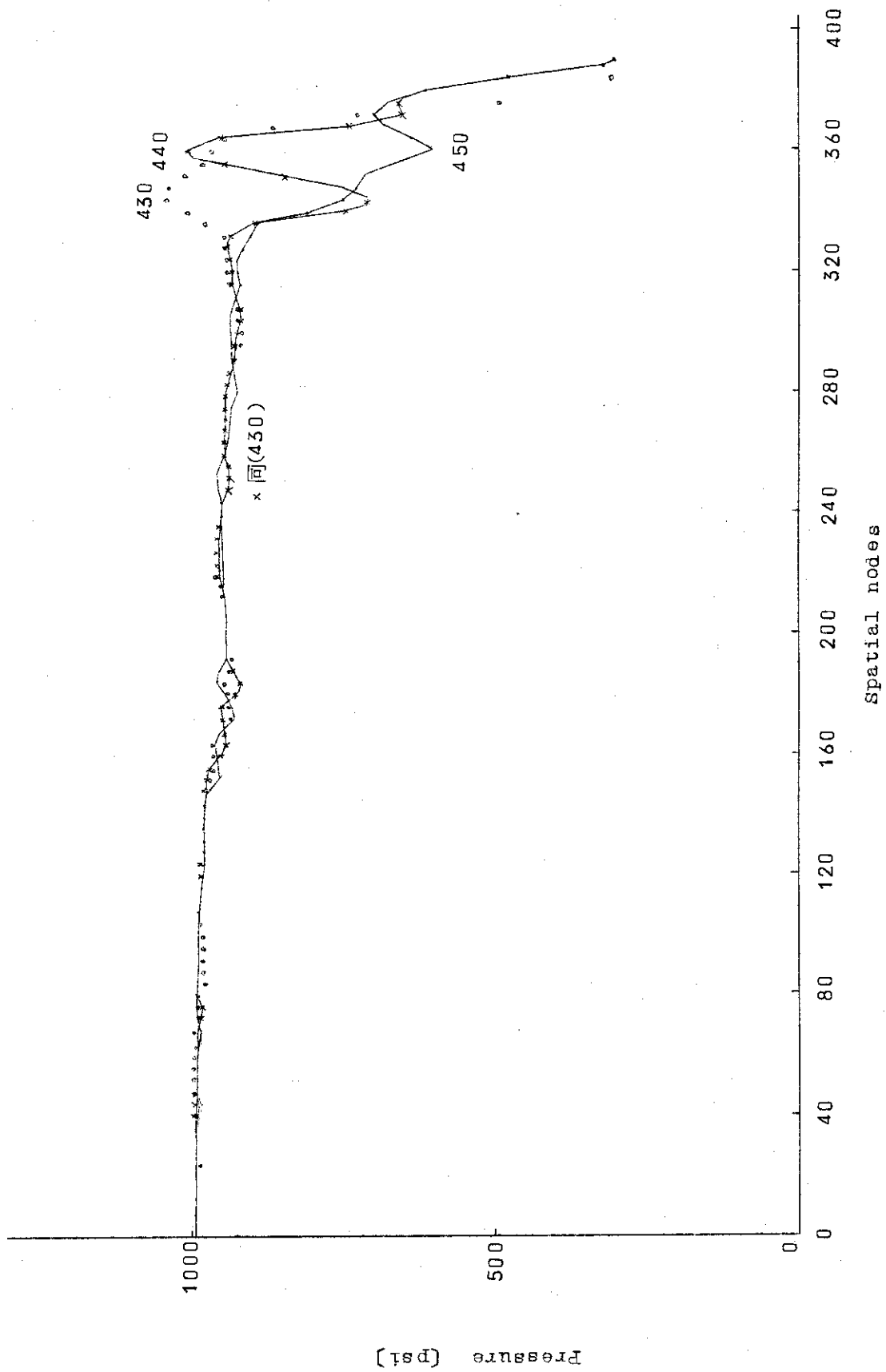
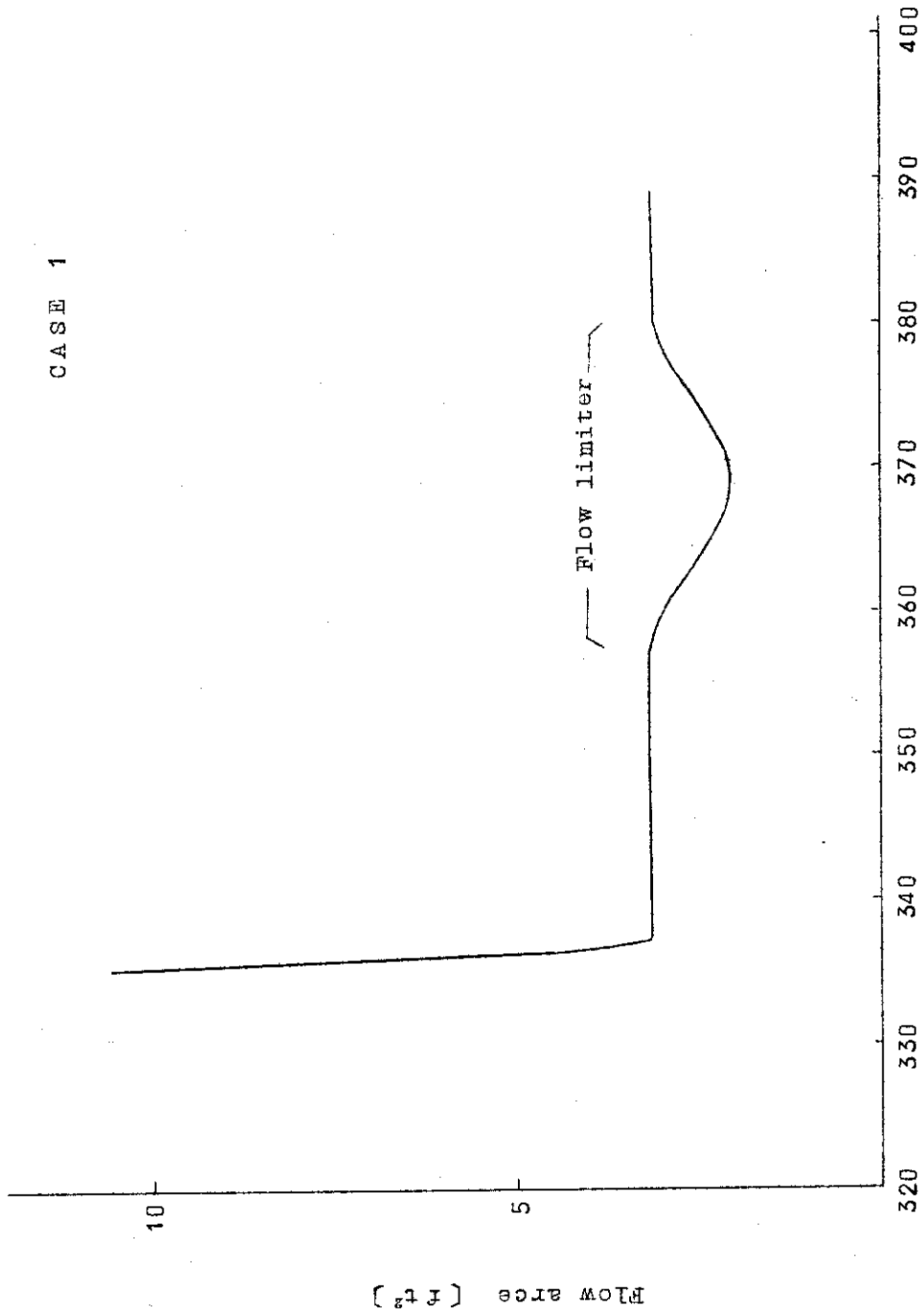


Fig. 4.1.3 Pressure distribution (case 1)

CASE 1



Spatial nodes

Fig4.1.4 Flow limiter

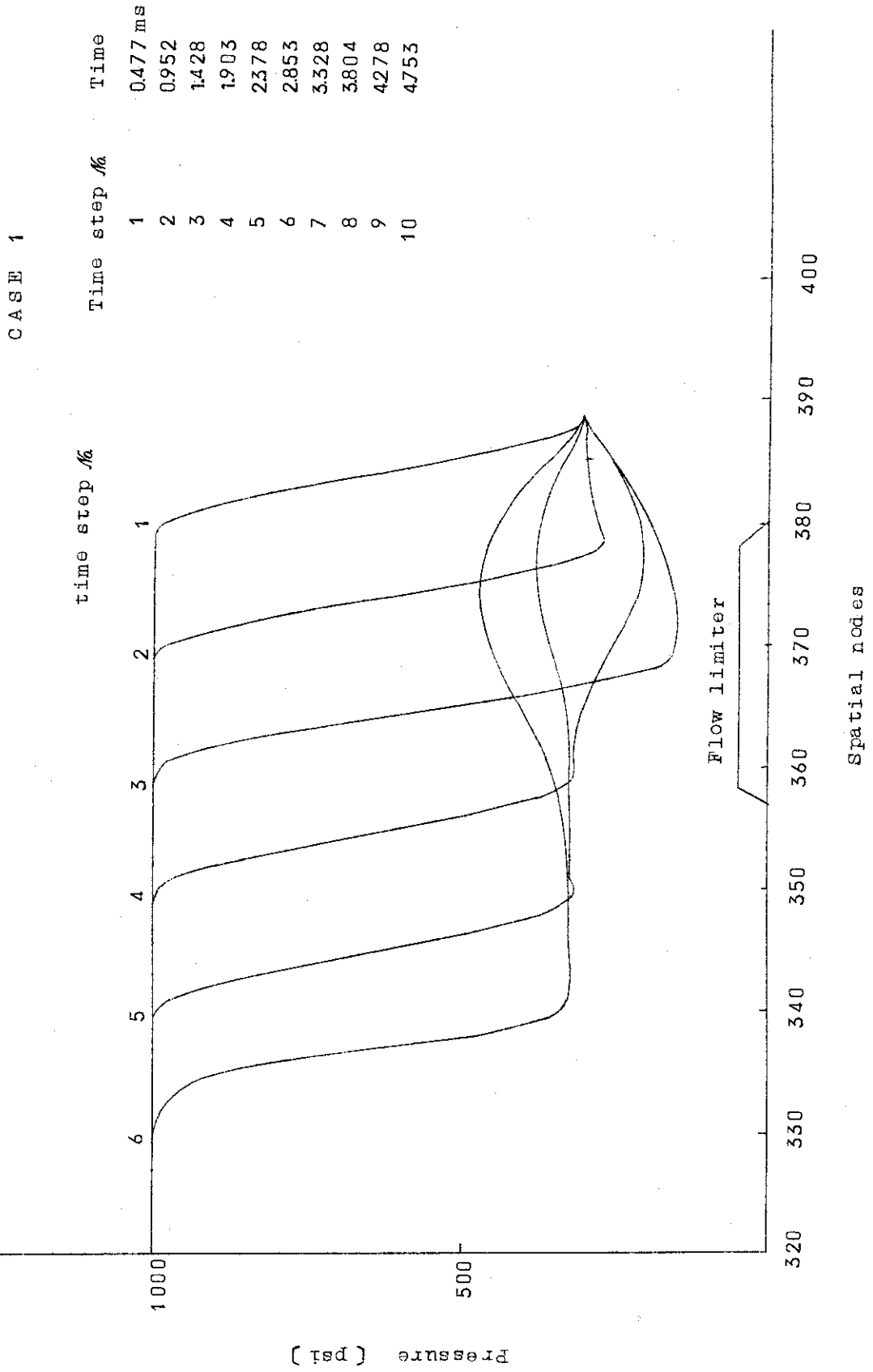


Fig 4.1.5 Wave through flow limiter

CASE 1

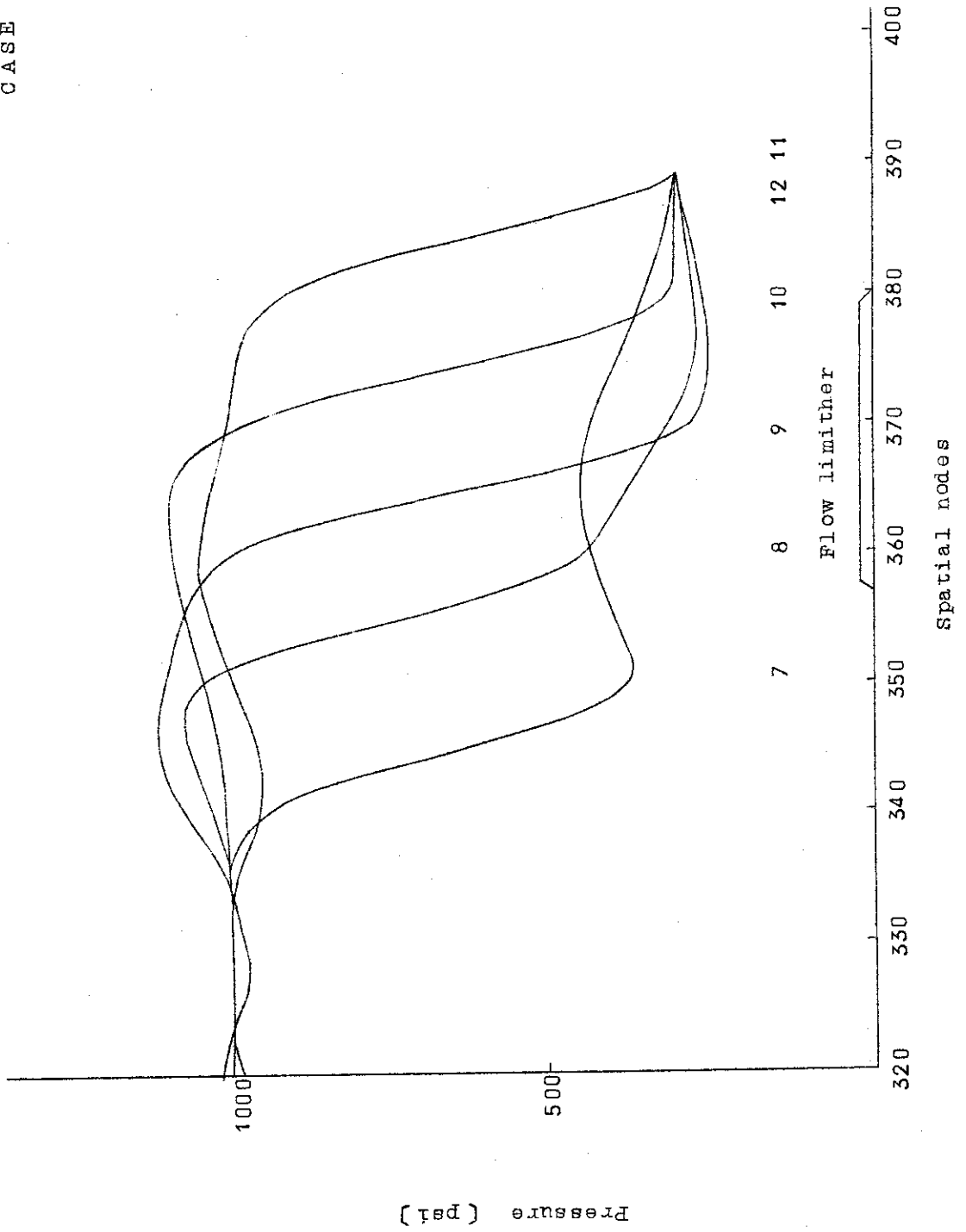


Fig 4.1.6 Wave through flow limiter (CONTINUED)

CASE 1

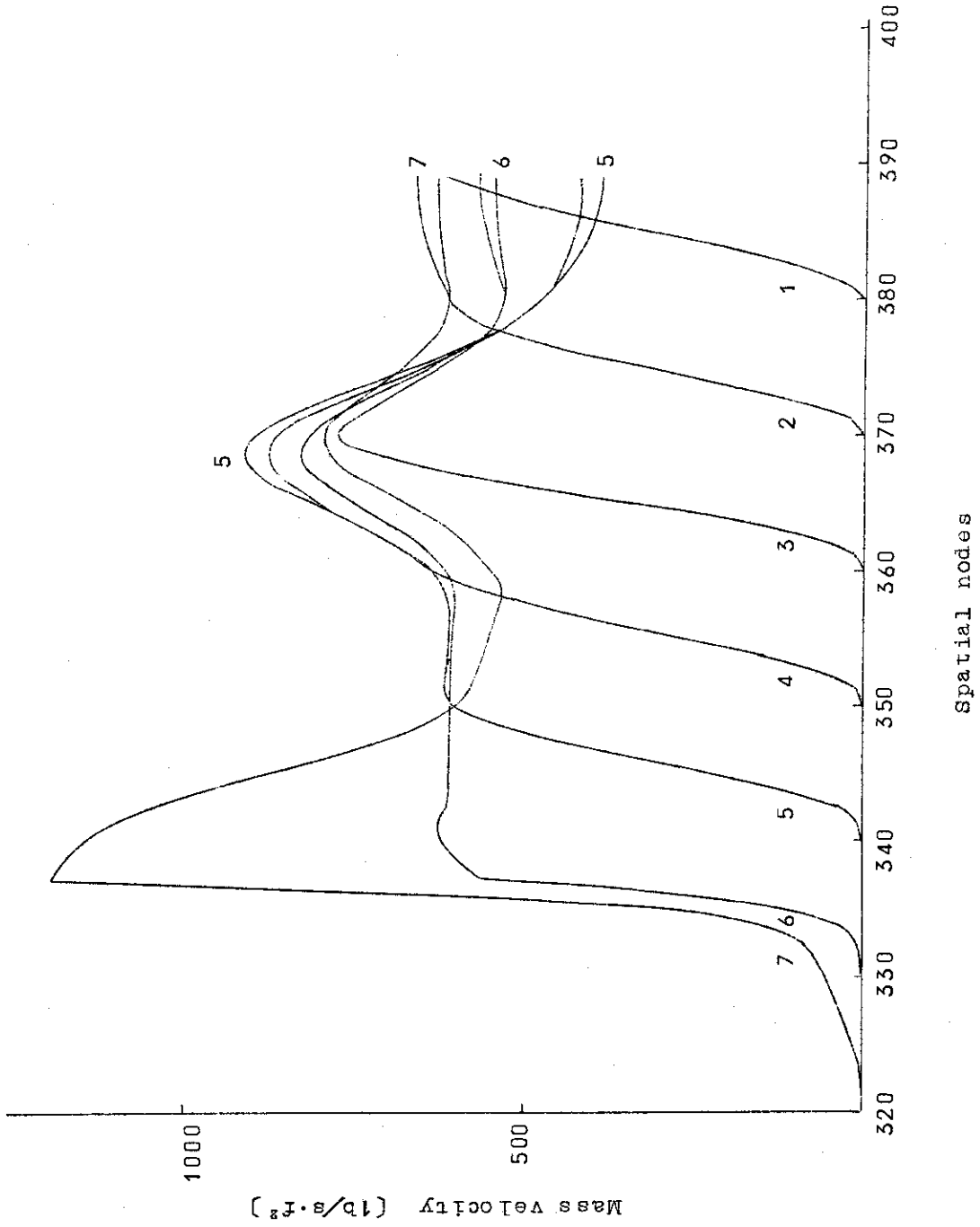


Fig 4.1.7 Mass velocity distribution

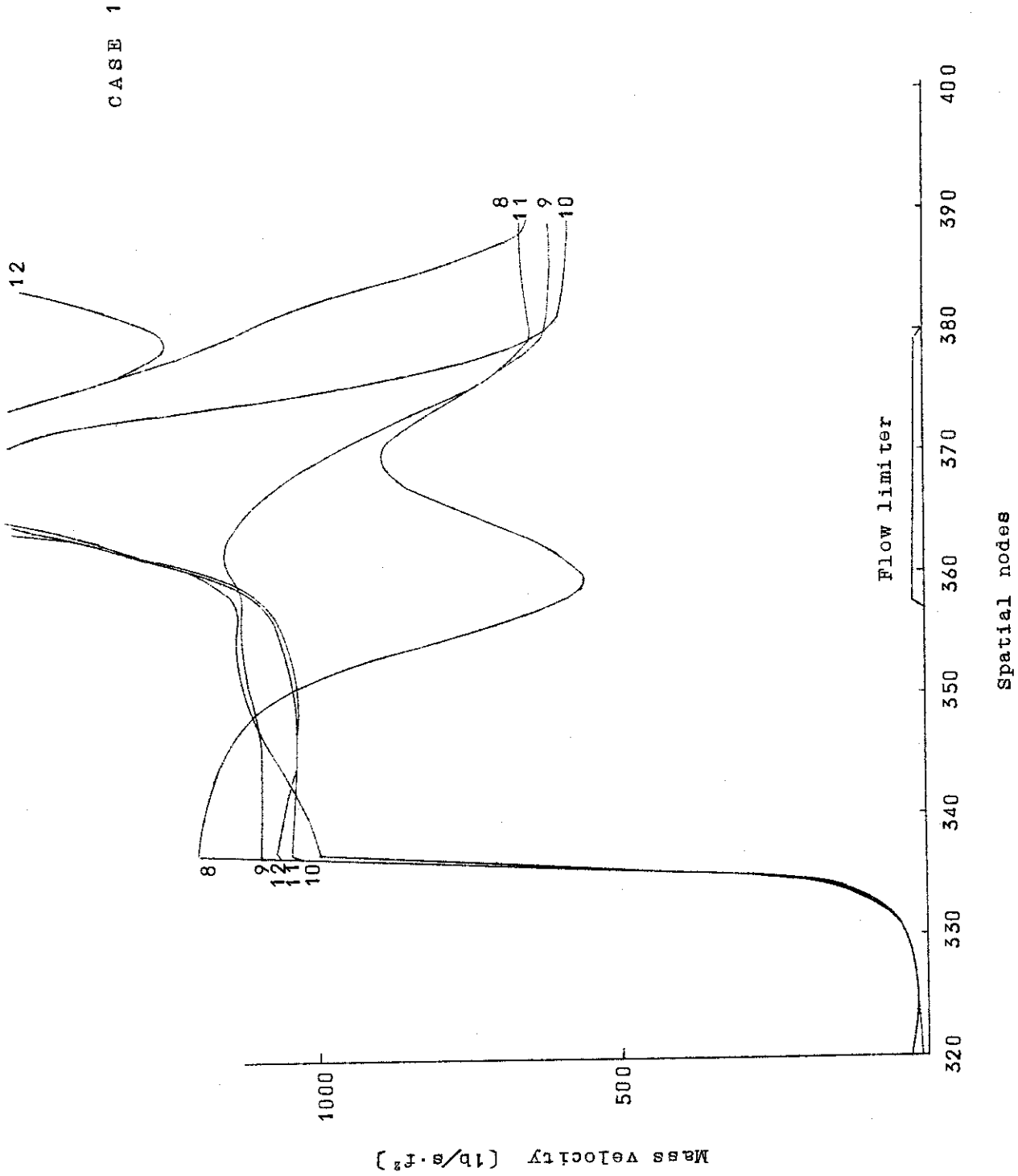


Fig 4.1.8 Mass velocity distribution (CONTINUEO)

CASE 2

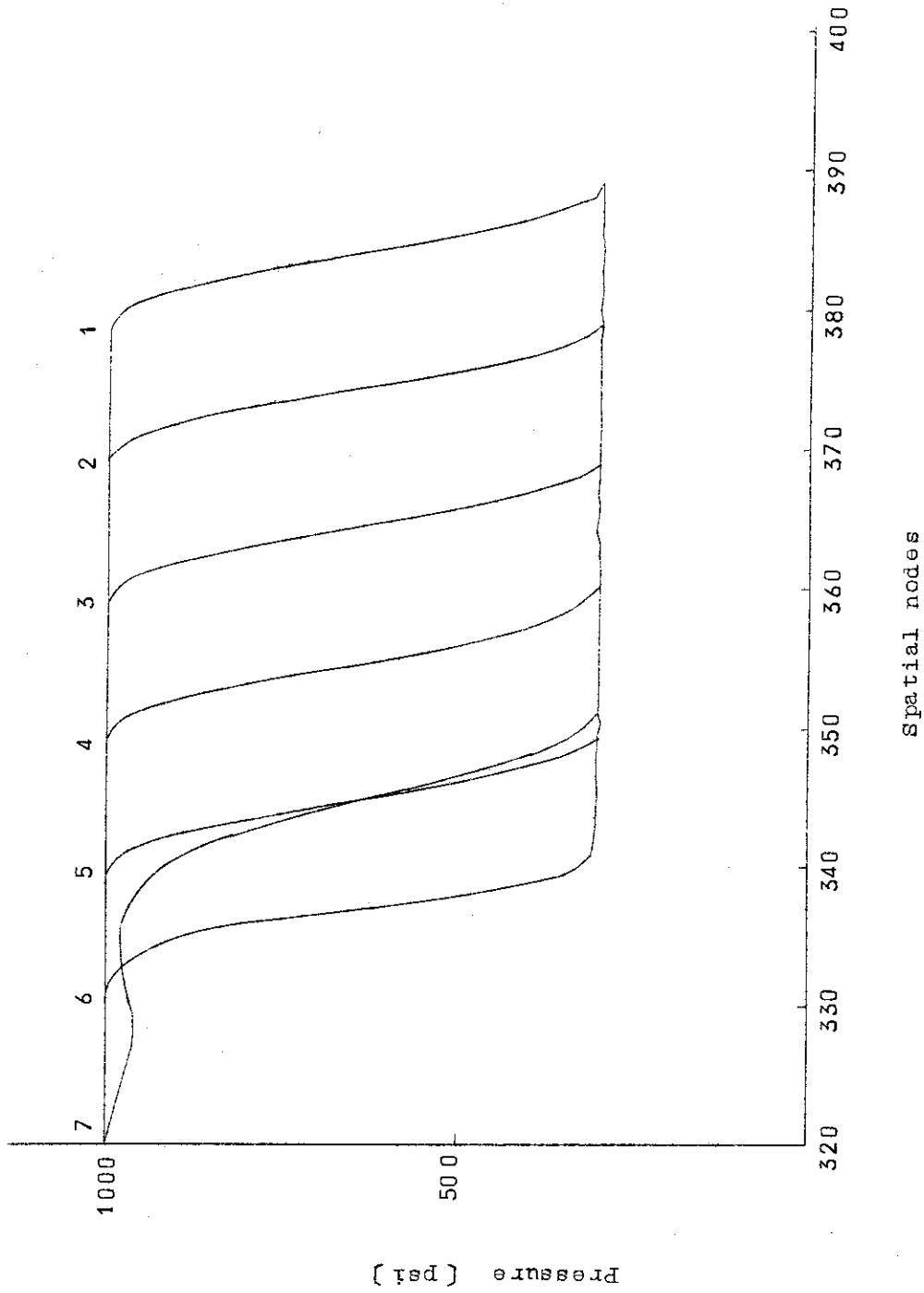


Fig 4.1.9 Pressure distribution without flow limiter

CASE 2

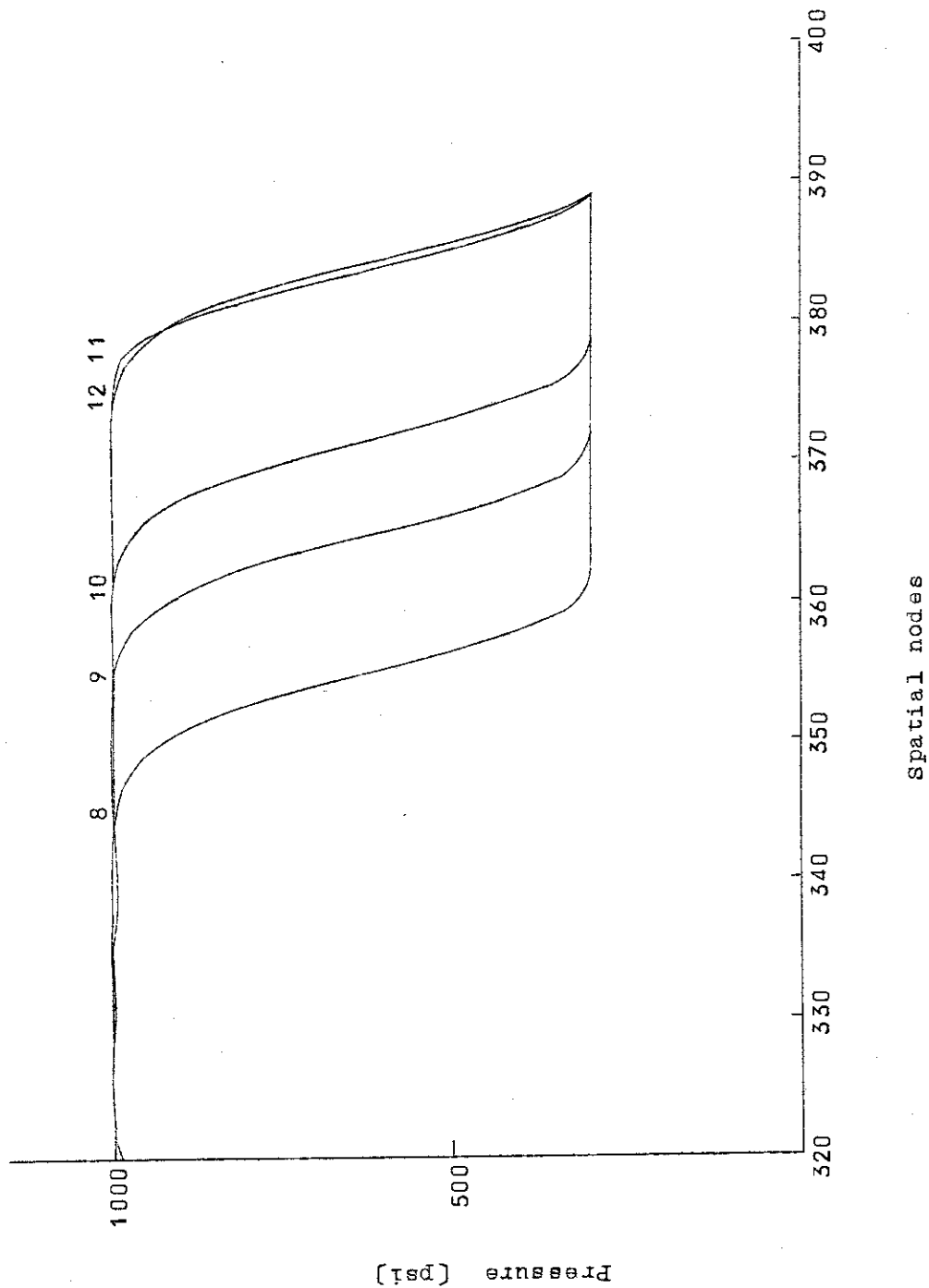


FIG 4.1.10 Pressure distribution (continued) (case)

CASE 2

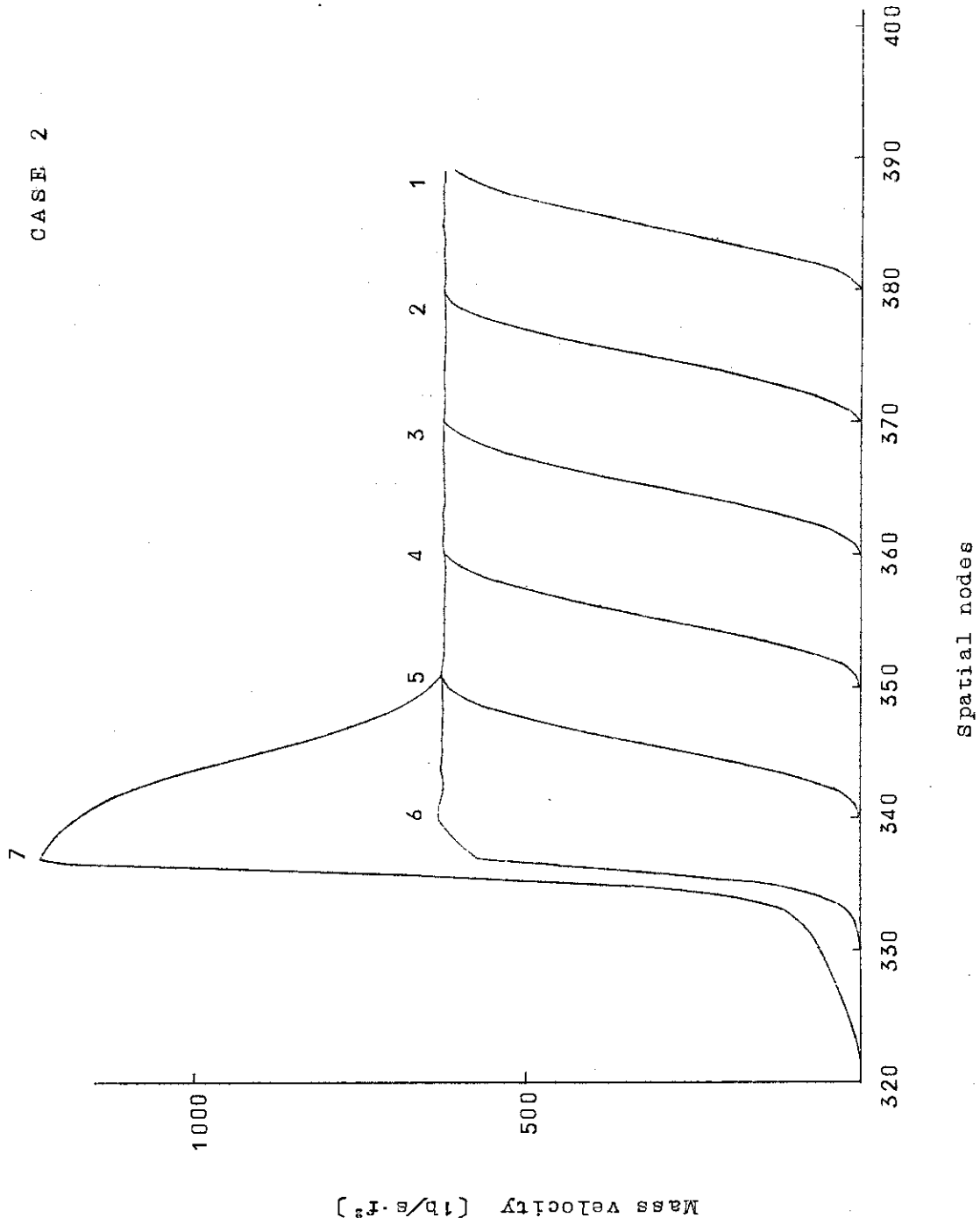


Fig 4.1.11 Mass velocity distribution (case 2)

CASE 3 time step. μ s

- ① 400
- ② 600
- ③ 800
- ④ 1000
- ⑤ 1150
- ⑥ 1300
- ⑦ 1550
- ⑧ 1750
- ⑨ 1950
- ⑩ 2100
- ⑪ 2200

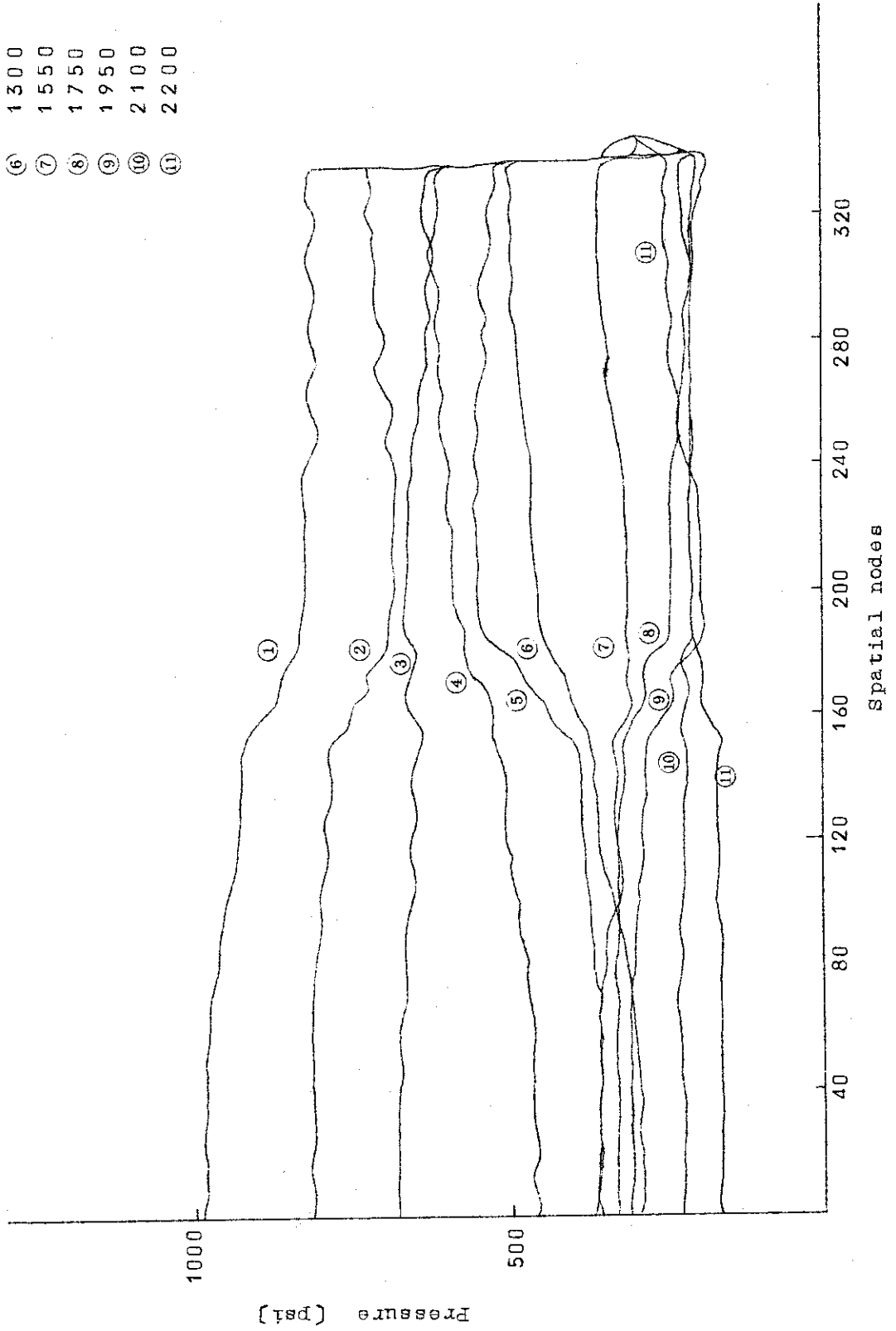


Fig 4.1.12 Pressure distribution in vessel

CASE 3

mesh No

- ① 1
- ② 119
- ③ 193

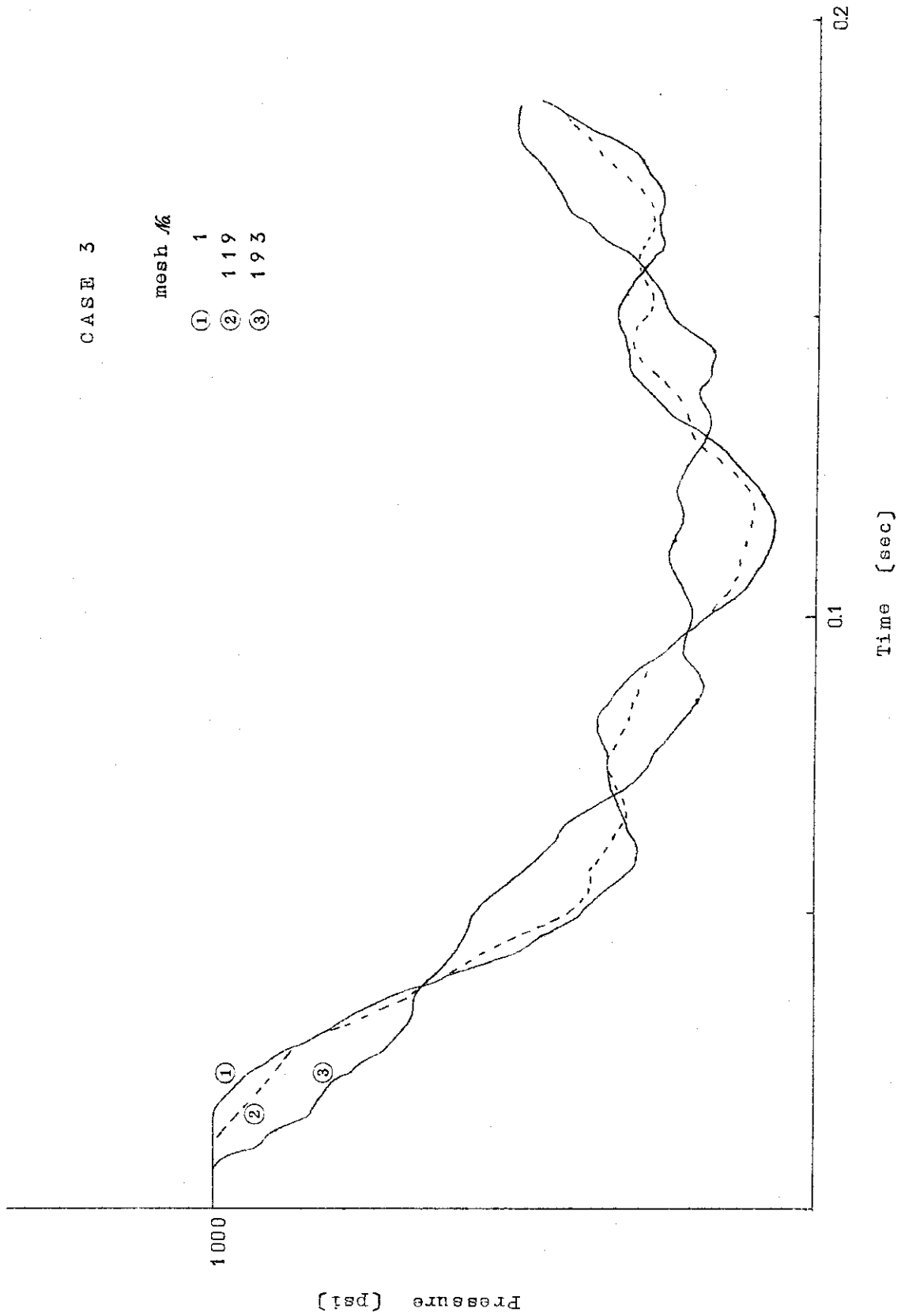


Fig 4.1.1.3 Pressure vs. time in vessel

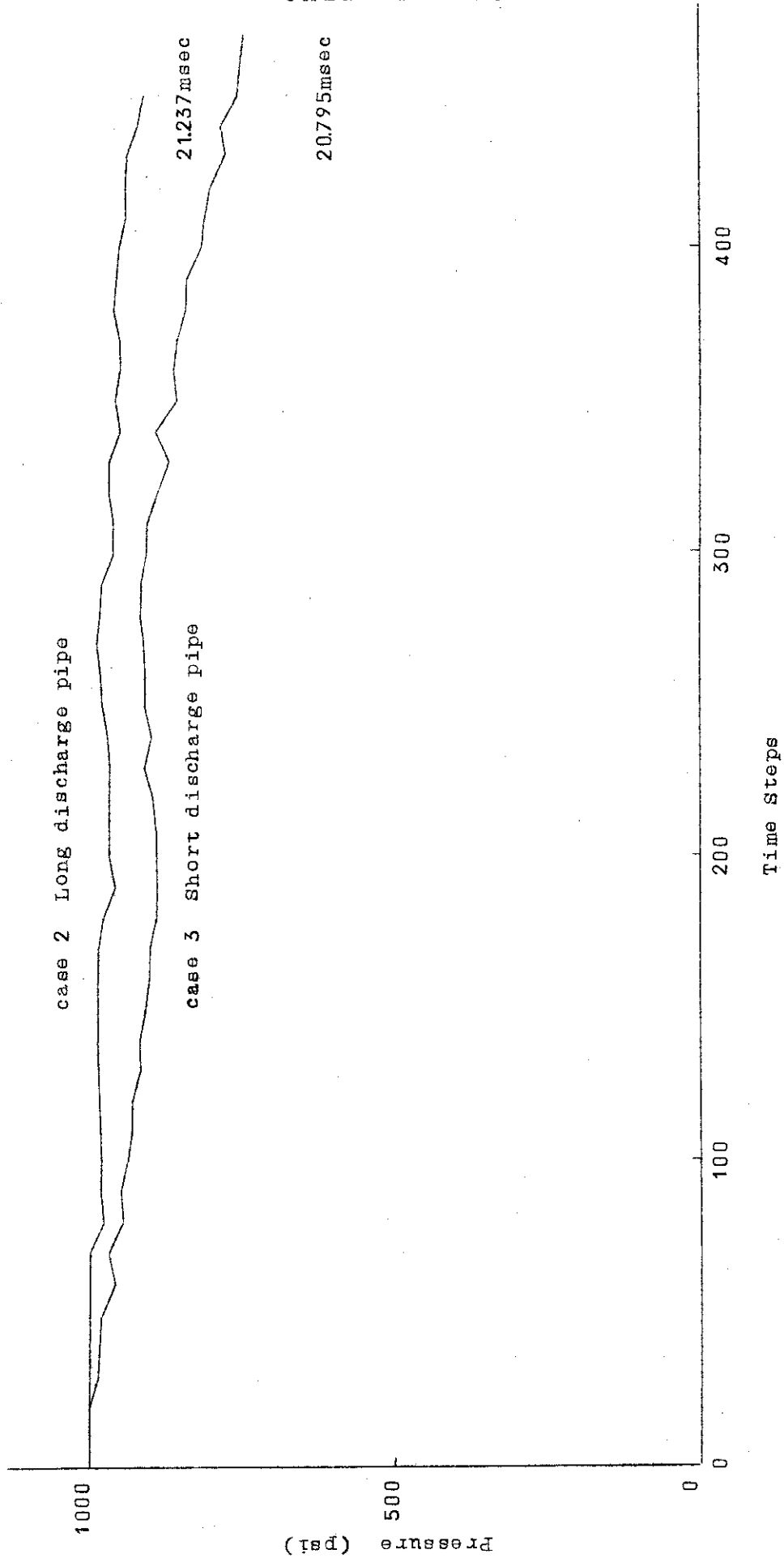


Fig 4.1.14 Pressure vs. time at steam dome (node #321)

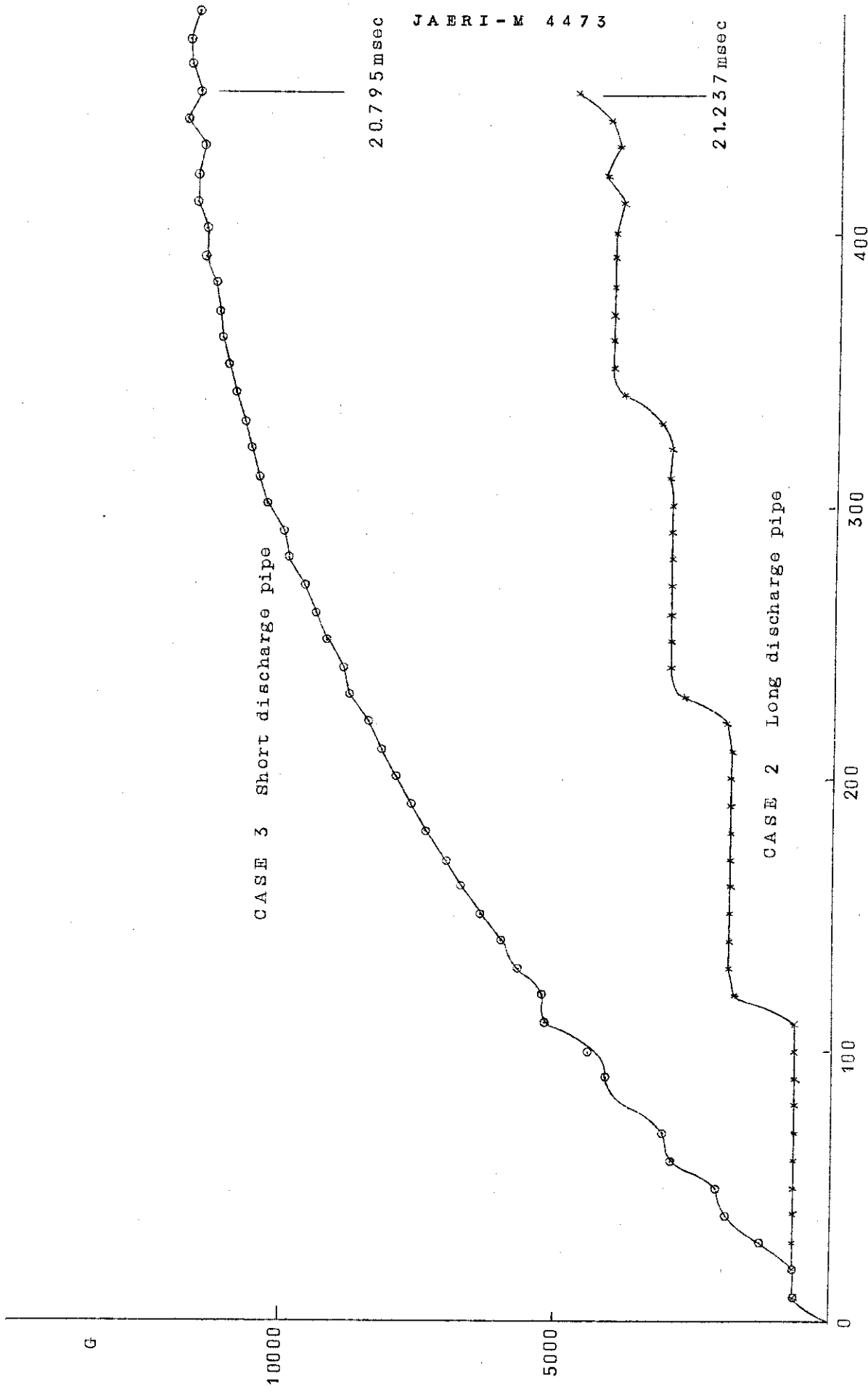


FIG 4.1.15 Mass flow rate change at exit

$$R_H = \left(\frac{\partial \rho}{\partial H}\right)_p = -0.214 \times 10^{-6} \left(\frac{\text{g}}{\text{ft}^3} \cdot \frac{\text{ft}}{\text{ft}^3}\right)$$

この蒸気の物性を 4.1.1 の加圧水の物性と比較すると、 R_p 、 R_H とも一桁位づつ値が違う。この差が蒸気の解析結果の特性を特長づけるものであるが、逆に蒸気のように状態変化の大きい場合、このように簡単な式で表わすのが無理であるとも考えられる。

解析結果のうち、破断ヶ所での圧力が 1000 psia から 300 psia 迄変化する場合の、流量制限器のある状態での圧力変化を Fig 4.1.16 及び Fig 4.1.17 に示す。圧力が 1000 psia から 600 psia 迄変化する場合の状態を Fig 4.1.18 ~ Fig 4.1.20 に示す。これらの図から判るように蒸気の場合、流量制限器による圧力波への影響は水の場合より大きく、圧力波はその点で停滞して、増々低下していき、遂には 0.0 psia を通りこして、負圧のような形となる。このように負圧となるような現象は実際には生じないものと考えられ、あくまで計算の入力として物性の变化を一定の勾配を与えて計算する為に生ずる解析上の問題である。特性としても圧力波の伝わり方が音速に比例すること、及び音速は密度に比例することから、密度変化の激しい(圧縮性である)気相を伝わる時に、圧力の高いところで波が早く伝わり、圧力の低いところでは波がゆっくり伝わり、その差が大きい為に、ますます圧力の低い点で増巾される為に生じる現象であると考えられる。この現象が実際にどのような意味をもっているか、又設計の際にどのように反映されねばならないが問題となるところであり、この流量制限器の特性については後に調べることにして、ここでは問題だけ提起する。

次に圧力が 1000 psia から 600 psia 迄下がる場合の流量制限器のない場合の結果を Fig 4.1.21 ~ Fig 4.1.24 に示す。一般に蒸気の場合圧力の違いによる音速の差が大きい為に急しゅんな膨張波が最初に生じて中に入っていくに従い波としてゆるやかになり、それが压力容器のところで反射される為に、その波がますますゆるやかになり、遂には Fig 4.1.24 で示されるように配管のつけ根のところで大きな圧力差が生じるが、波としてはなくなってしまふような現象となる。蒸気のような気相中の衝撃波が大きな結果をもたらさないのも、このように波がゆるやかになってしまふについては消えてしまふ現象にも一因があると思われる。

4.1.3 流量制限器の効果

前節迄で述べてきたことは、原子炉全体の、破断による圧力波の浸透であるが、実際には解析結果で示されたごとく、中に入っていく波は比較的小さなものであり、大きな波の挙動は殆んど配管中で生じた。とりわけ配管中に流量制限器のような抵抗体があると波の変化が大きくなる。以上のことは前節迄にかなり詳しく示されたが、流量制限器は 1 つの抵抗体であり、これを通過する波は入って来た波より小さくなること、制限器の凹凸により反射される波により複雑な圧力波となること、とりわけ最小断面での質量速度が大きくなり、それを支える形として、圧力が益々低くなり、現在の「BURST」コードの入力形式では負圧に迄下がること判明した。この効果は圧力依存の大きい圧縮性の材質に対しては、更に大きい影響を示めすことになる。更に検討して、物性を簡単な式で示すのではなく、蒸気表をコードに内蔵して、正確な物性で現象を追うことも必要であるが、同時に、臨界流に近い流出流が生じているとき、そのオリフィス前後で等エントロピー変化の式をあてはめることの妥当性の評価も行うことが必要

CASE 4

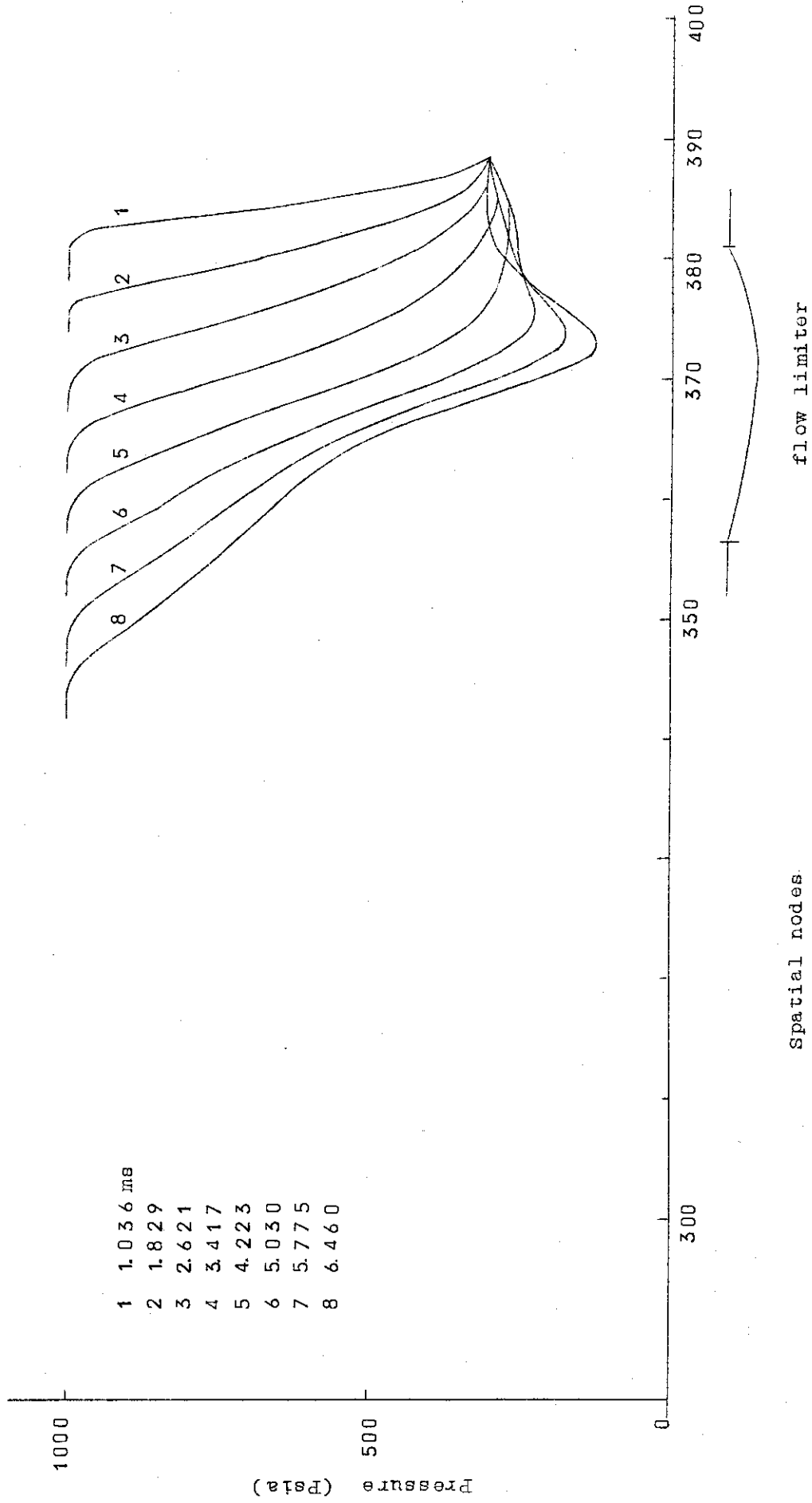


Fig 4.1.16 Pressure distribution

CASE 4

JAERI-M 4473

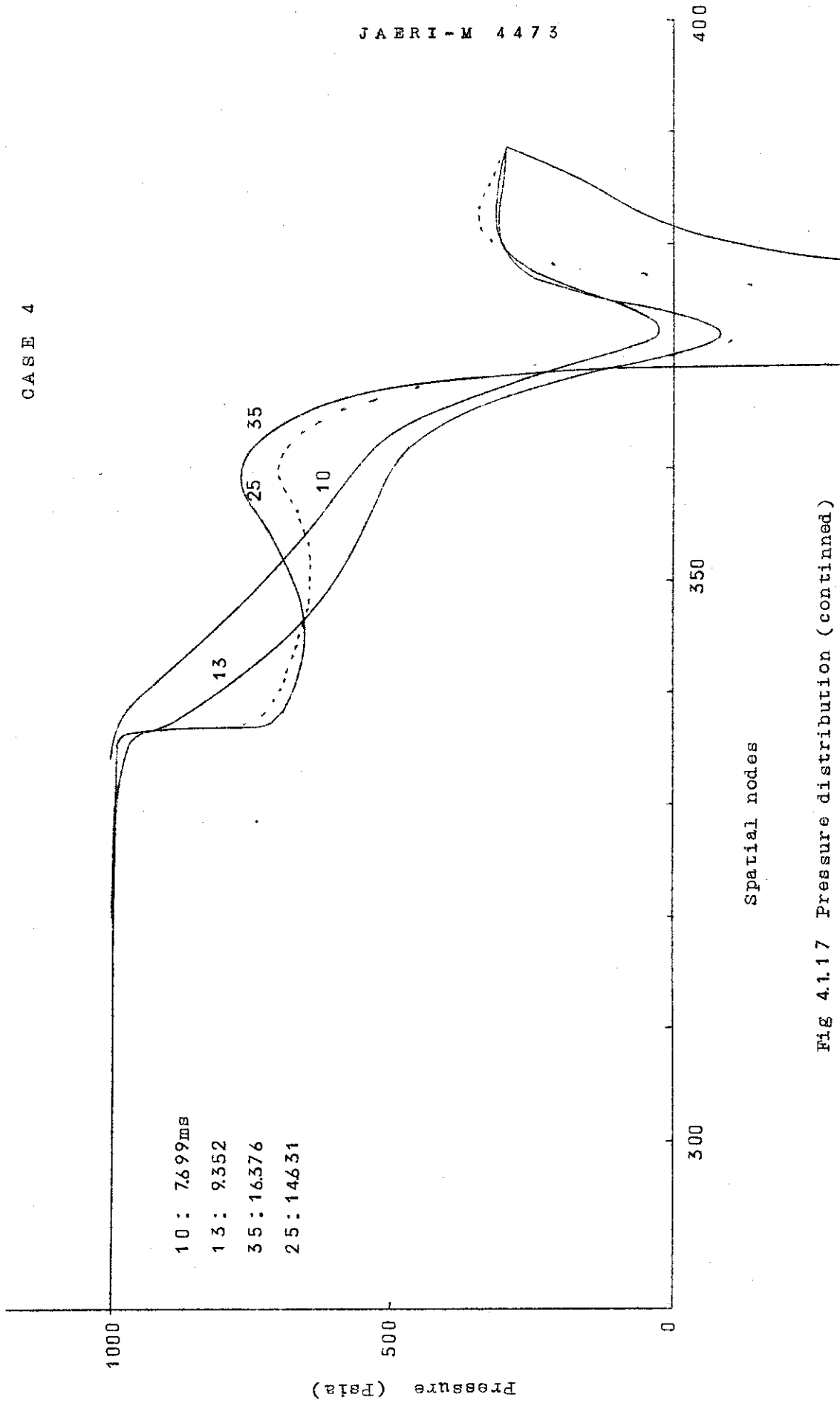


Fig 4.1.17 Pressure distribution (continued)

CASE 7

Time step %	Time
1	1.198 ms
2	2.245
3	3.294
4	4.342
5	5.326
6	6.259
7	7.170
8	8.074
9	8.986
10	9.912
11	10.846
12	11.773
13	12.670
14	13.524
15	14.343
16	15.136
17	15.904
18	16.651
19	17.378
20	18.087

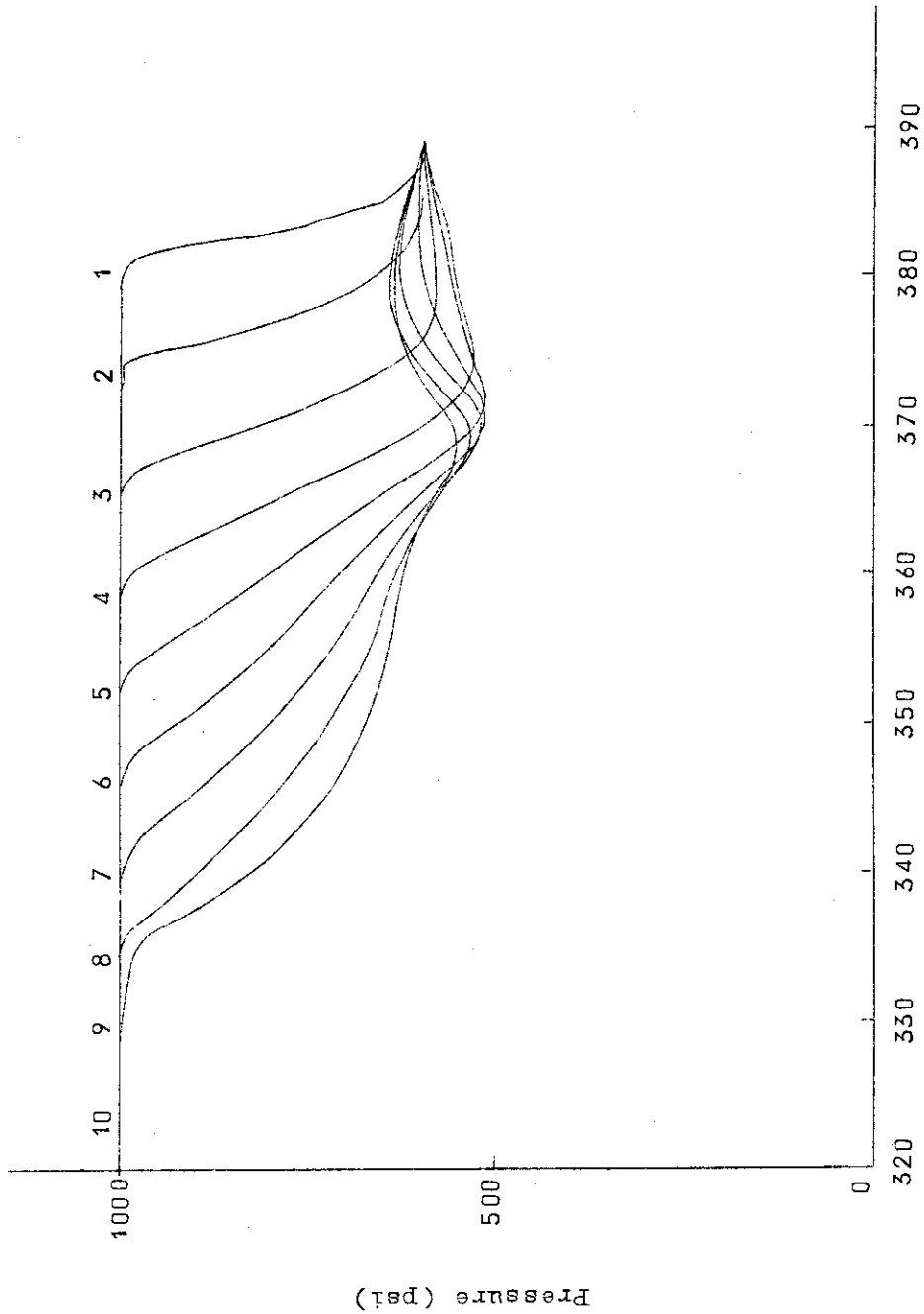


Fig 4.1.18 Pressure distribution

CASE 7

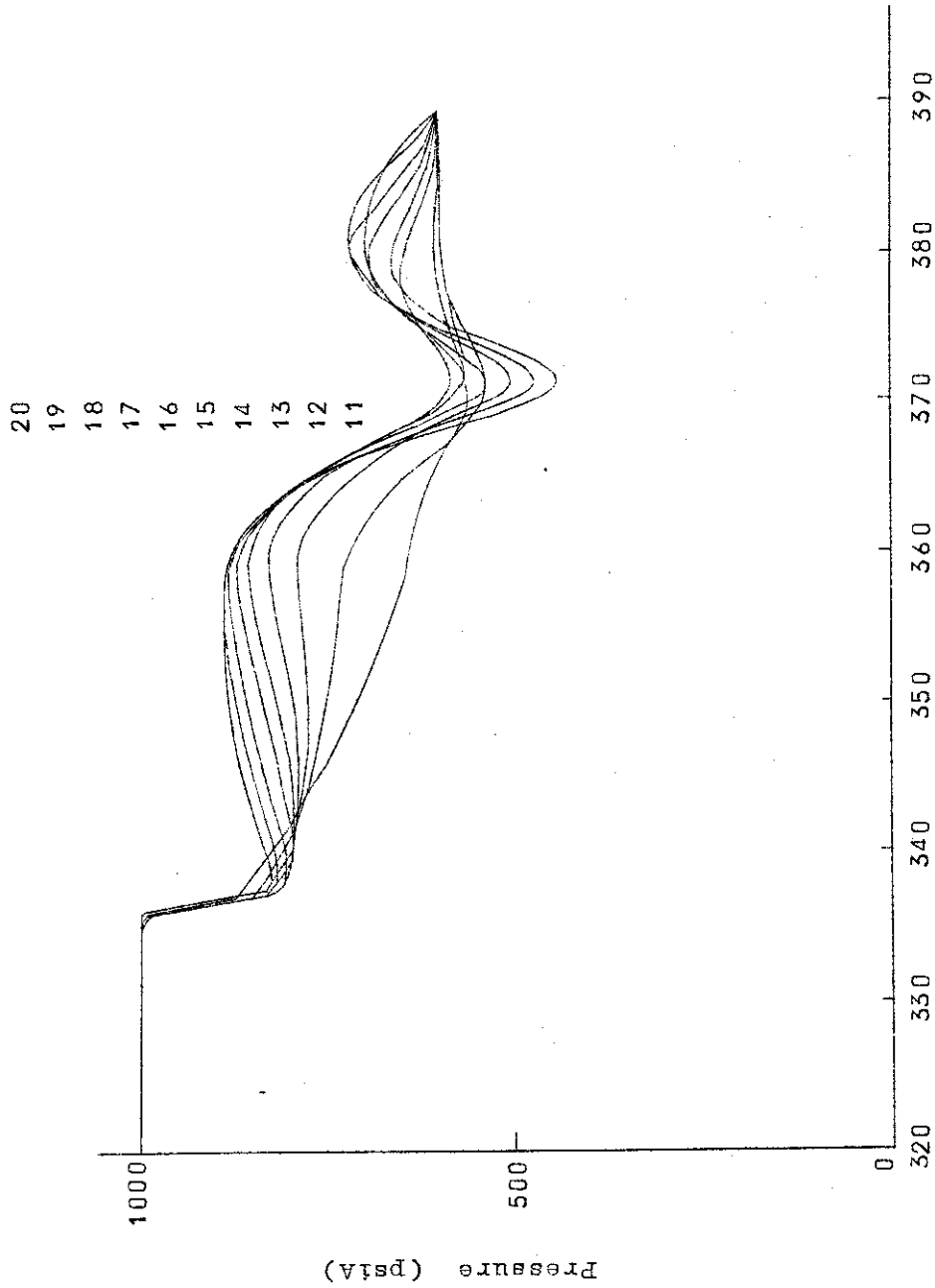


Fig 4.1.19 Pressure distribution

CASE 7

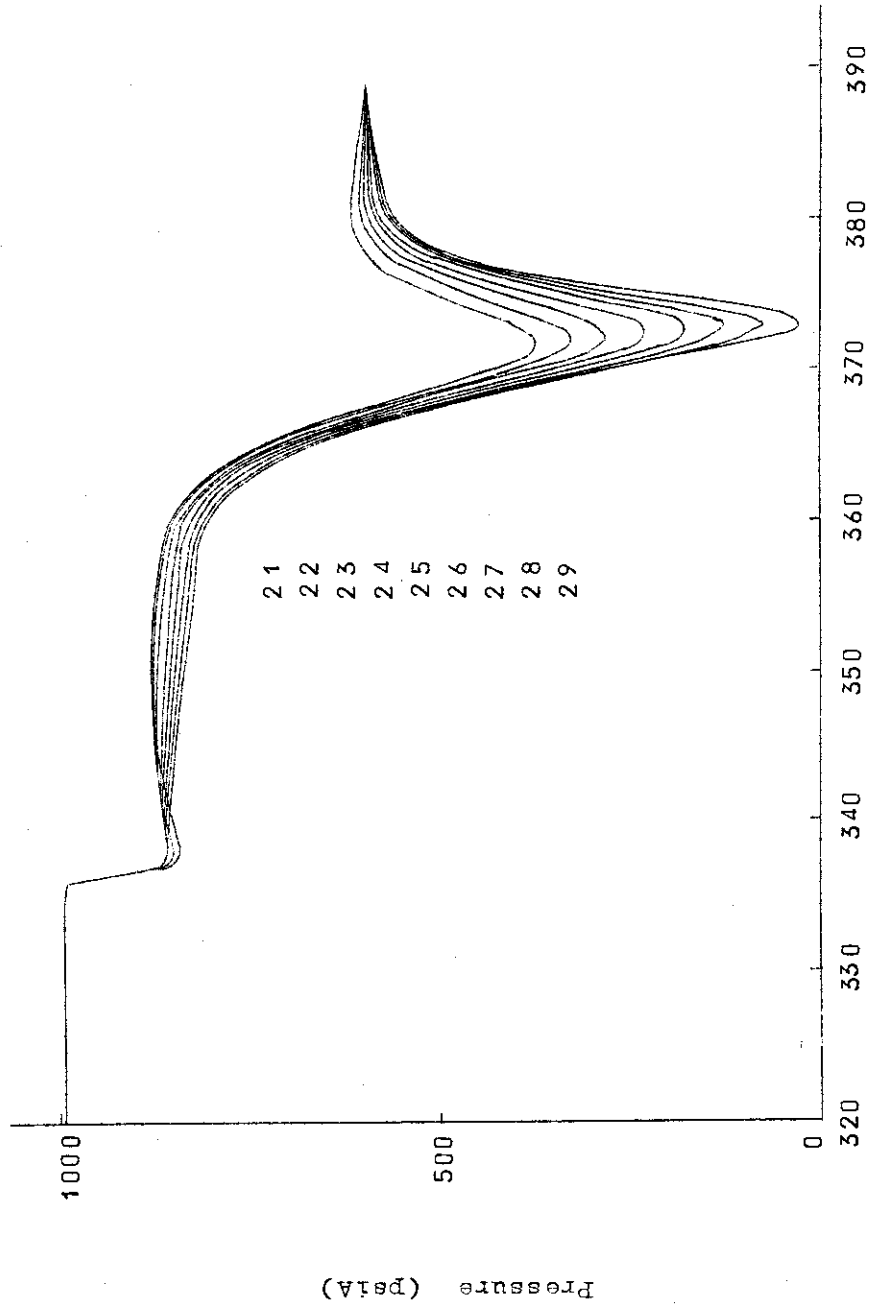


Fig 4.1.20 Pressure distribution (continued)

Case 8

Time step %	Time
1	1.198
2	2.245
3	3.292
4	4.340
5	5.388
6	6.435
7	7.483
8	8.531
9	9.578
10	10.619
11	11.615
12	12.590
13	13.555
14	14.516
15	15.447
16	16.333
17	17.199
18	18.056
19	18.908
20	19.757

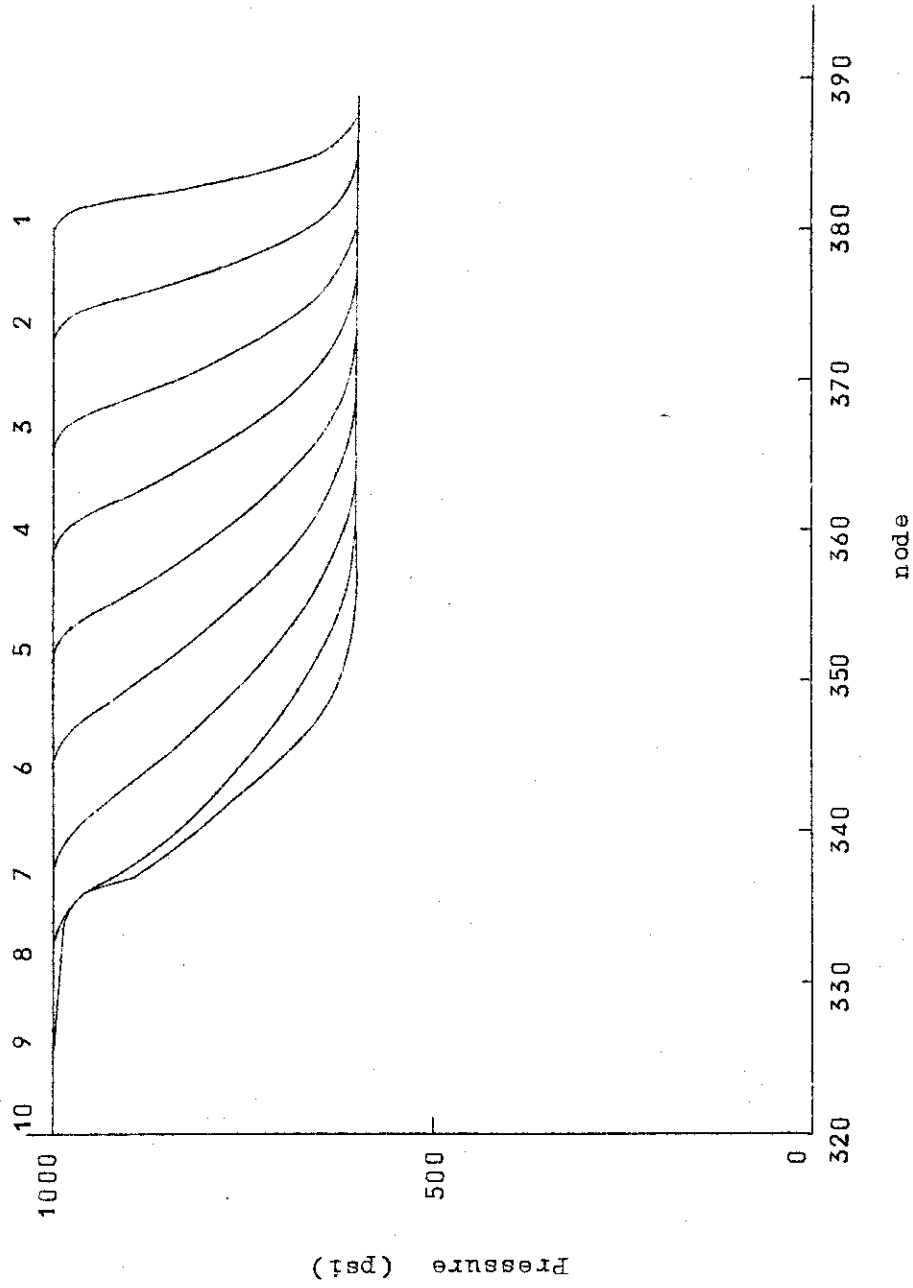


Fig 4.1.21 Pressure distribution without flow limiter

Case 8

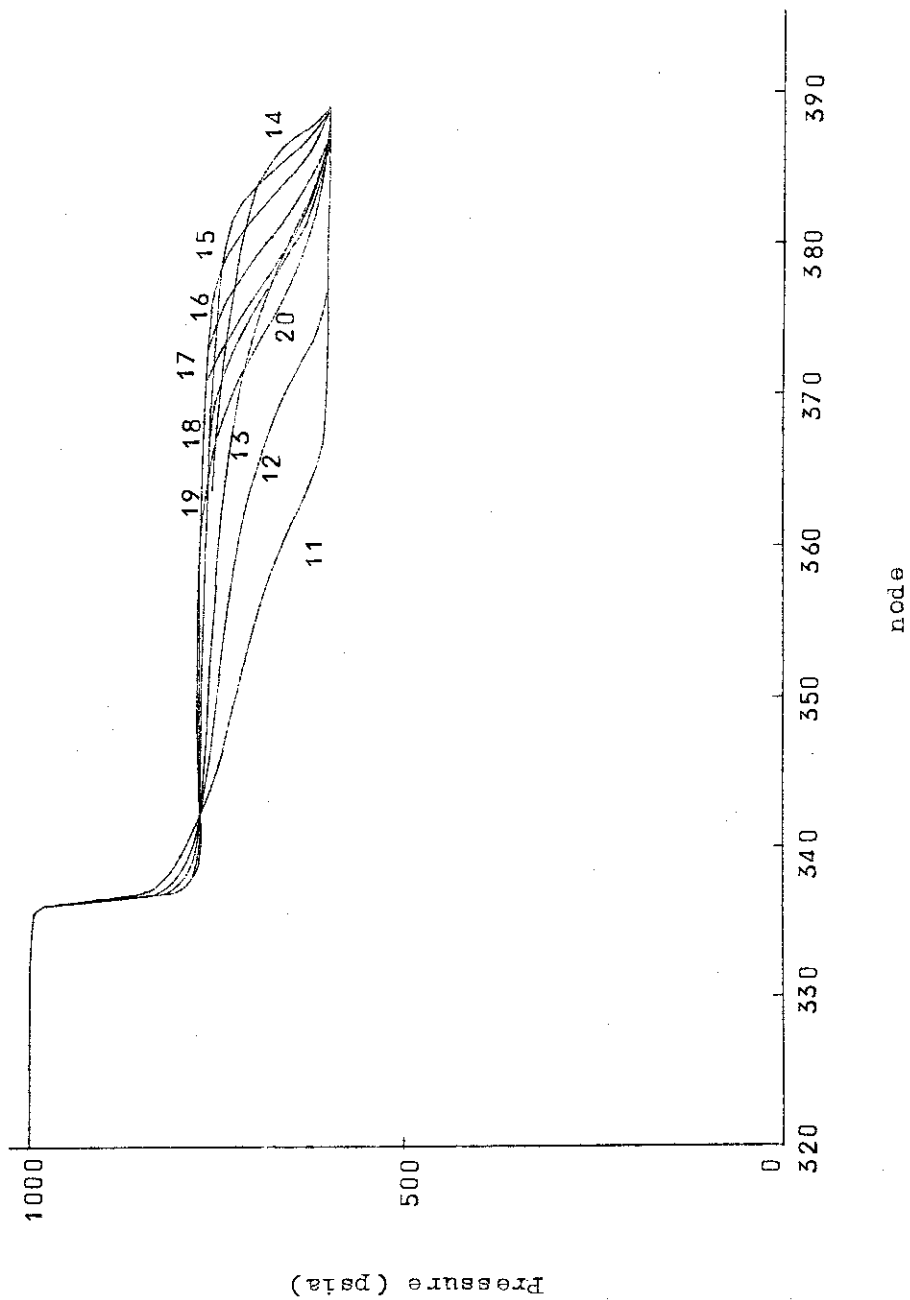


Fig 4.1.2.2 Pressure distribution (continued)

Case 8

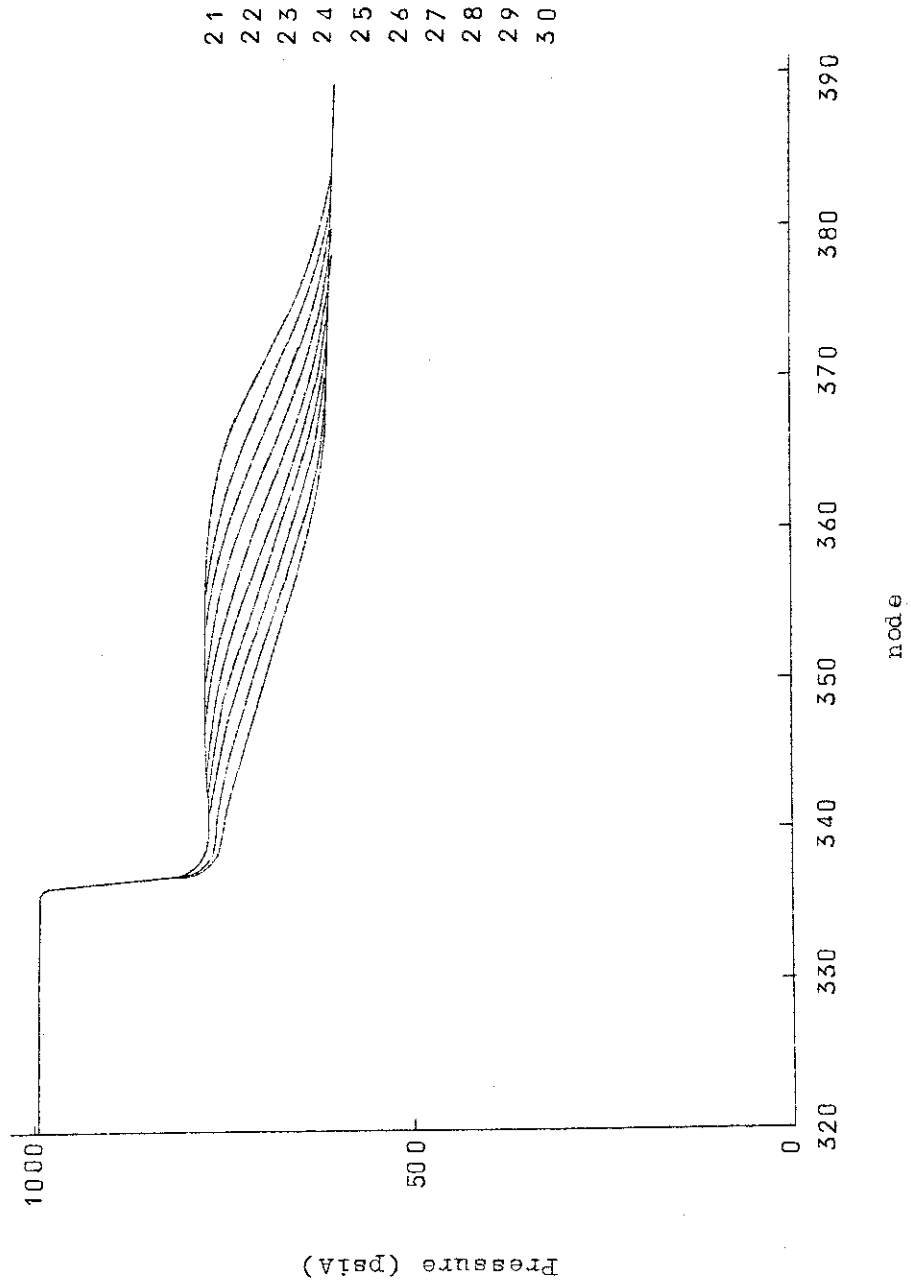


Fig 4.1.23 Pressure distribution (continued)

case 8

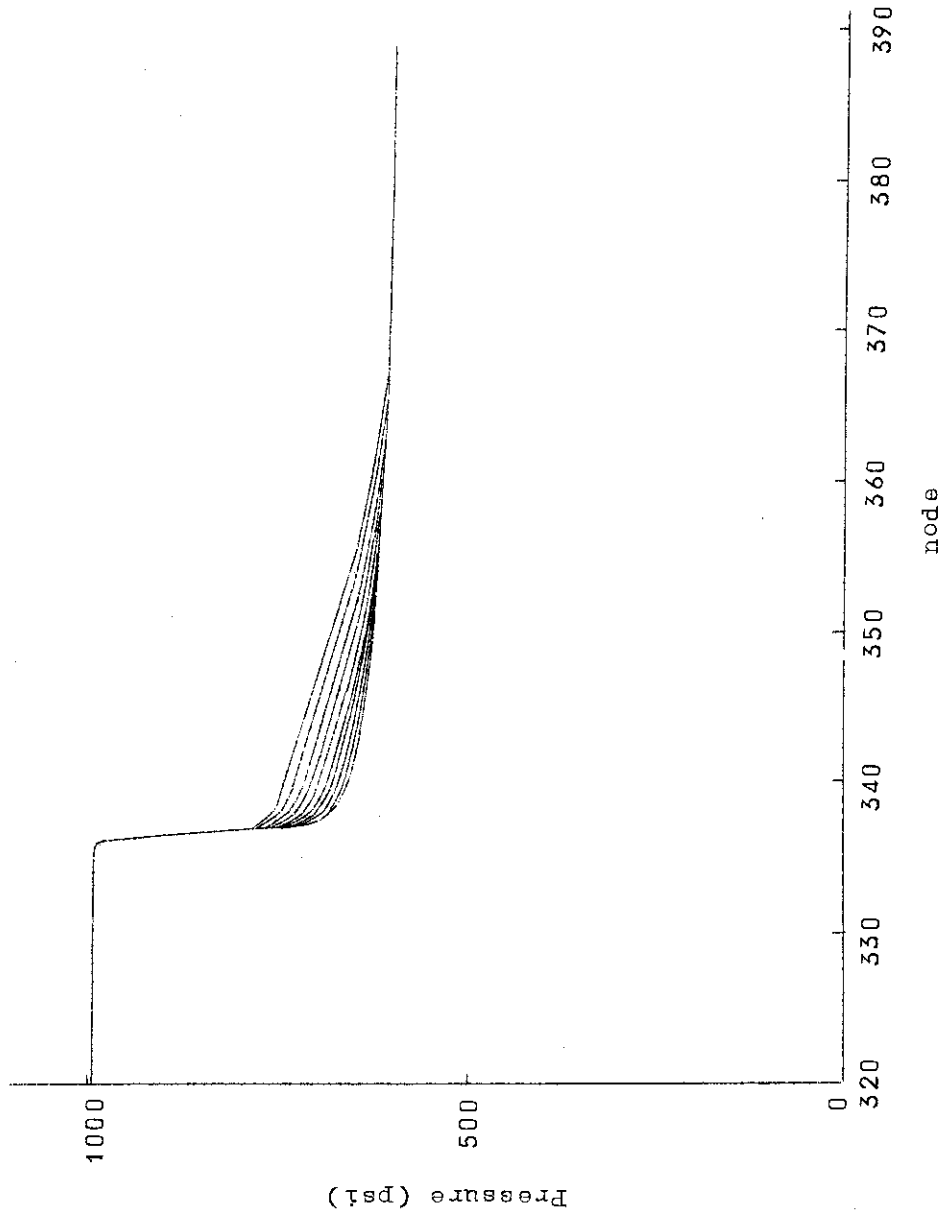


Fig 4.1.2.4 Pressure distribution (continued)

である。

4.1.4 動的荷重の計算

本コードでは、与えられた2点間の圧力をもとにして動的荷重 (dynamic force) の計算を行い、出力として打ち出すことが出来る。この荷重計算の妥当性については、いくつかの疑問点があるが、その問題は4.2で述べることとして、ここでは、4.1.1で用いられたモデルについて荷重の計算を行ったのでその結果を Fig 4.1.25 ~ Fig 4.1.30 に示す。これは限流器のない case 2 の場合で、各領域は Fig 4.1.1 の解析用モデルの下部プレナムより蒸気ドーム迄に対応する。最初のある時間は Load が零という形で初期状態のまま存在するが、波が浸入していくに従い、各領域に対応して正負のいろいろな荷重がかかることになる。ここでいう負の荷重は方向が反対方向であることを意味する。解析による荷重は、各領域を定義した左右の断面積によって大きく影響されるものであり、実際の形状にあてはめる場合、その左右の断面積が一体その領域での何を表わしているかが問題となる。次に荷重を問題にする場合、ある物体にかかる荷重としては、それ自体の問題と、それを支持する機構の問題とに区別する必要があり、支持機構は原子炉の場合複雑であることから充分その支持機構を考慮して、それに合致するよう解析を組み立てることが必要である。

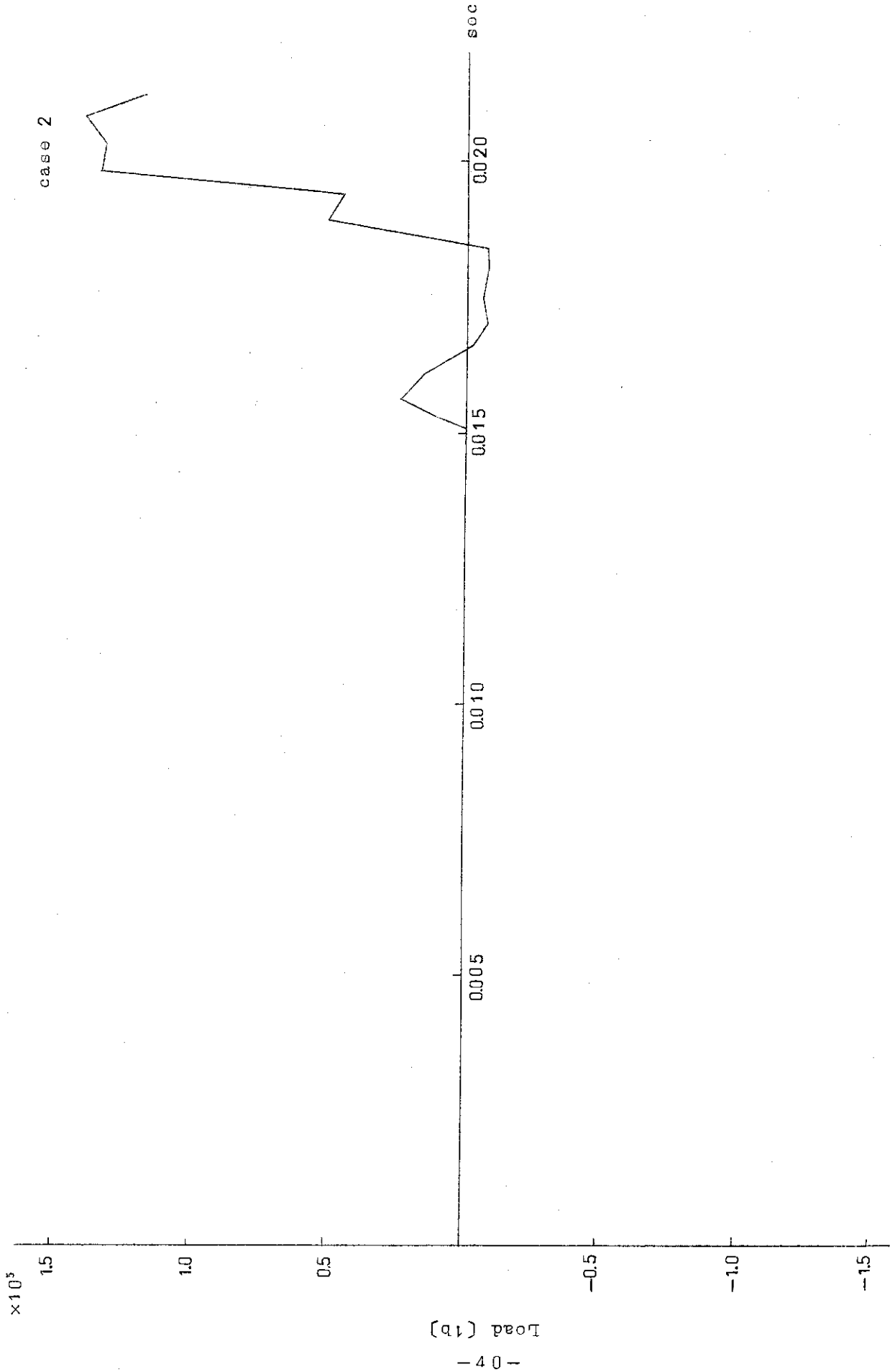


Fig 4.1.25 Pressure load change through region I

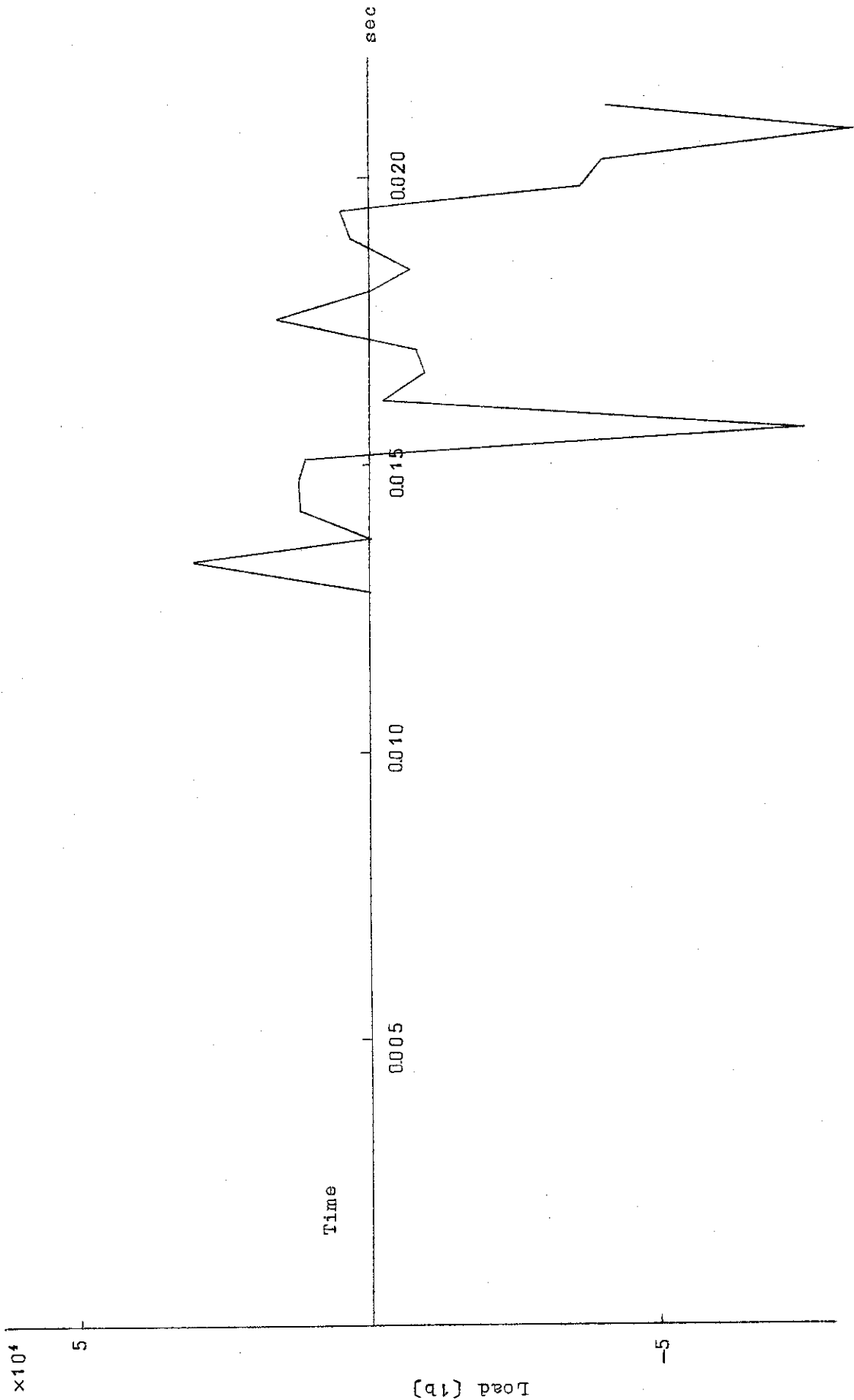


Fig 4.1.2.6 Pressure load through region II

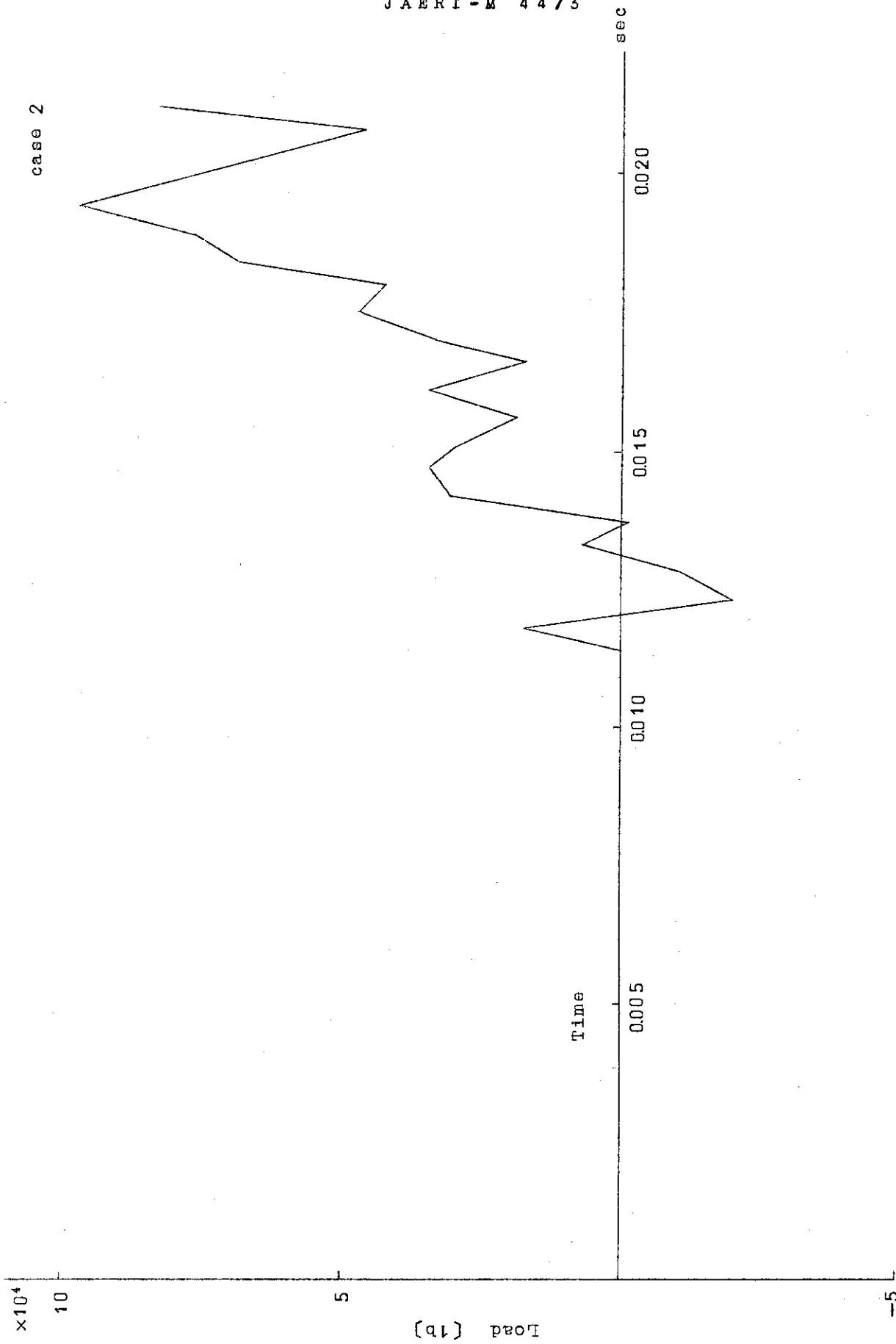


Fig 4.1.2.7 Pressure load through region III

case 2

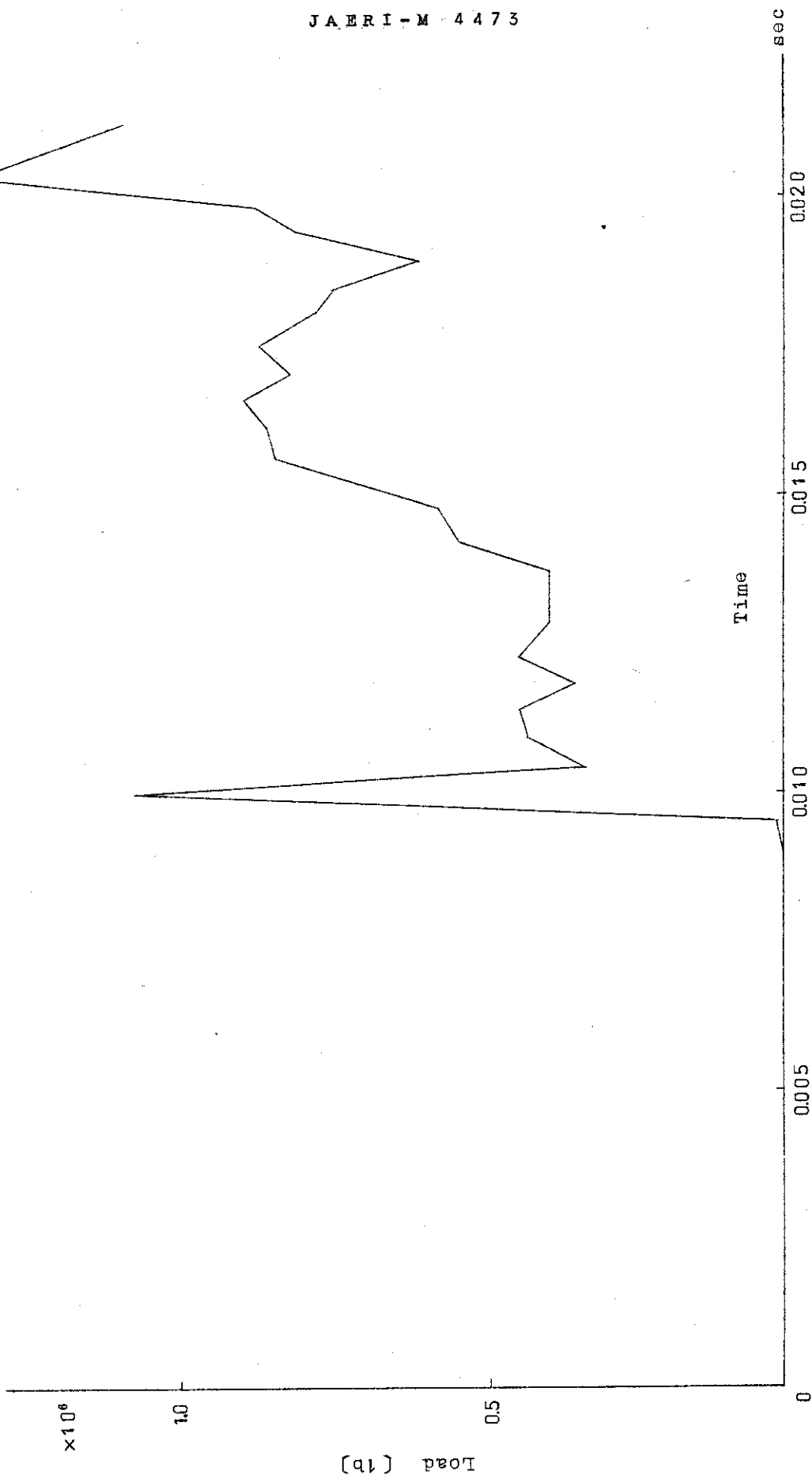


Fig 4.1.28 Pressure load through region W

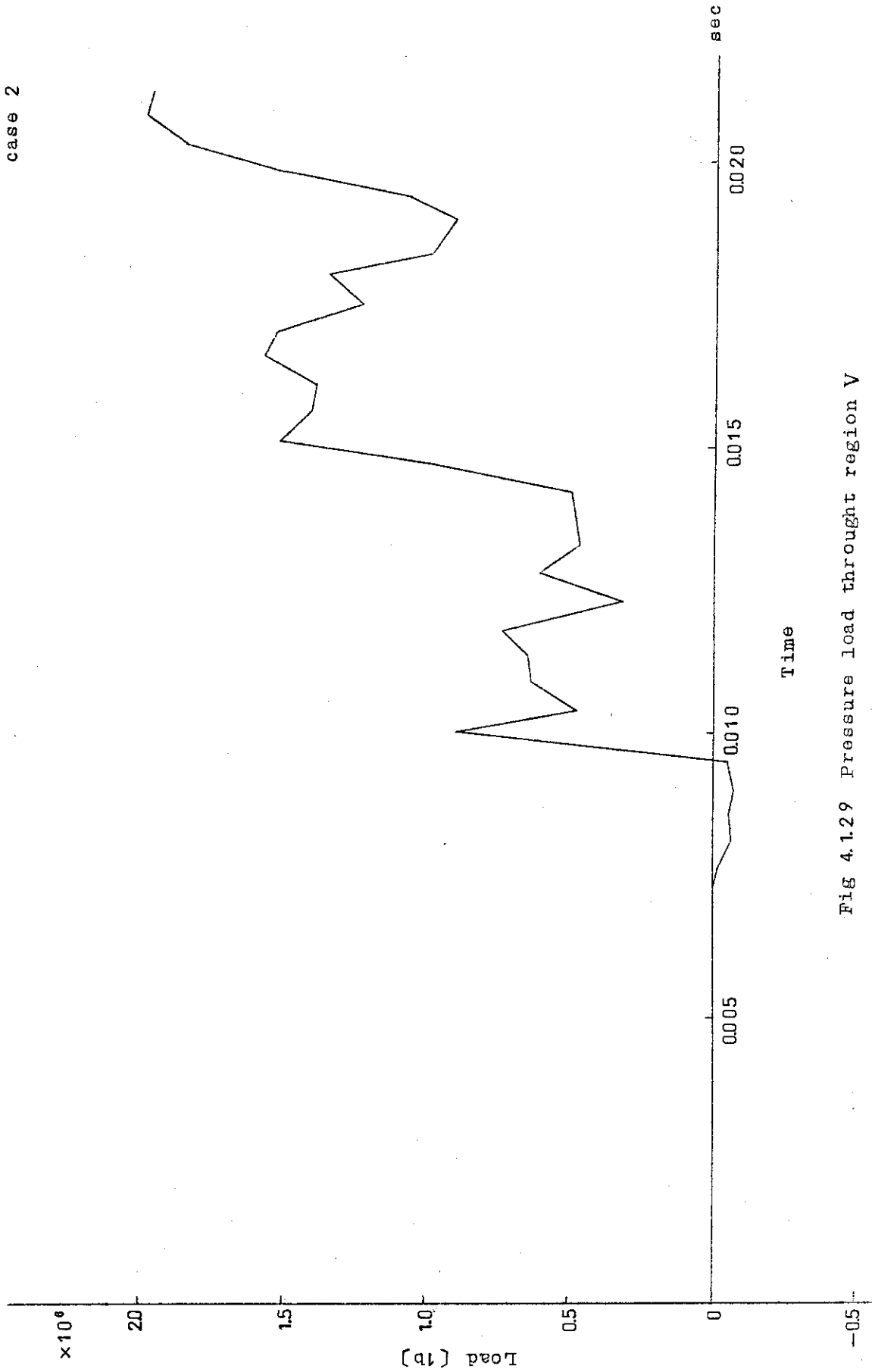


FIG 4.1.29 Pressure load through region V

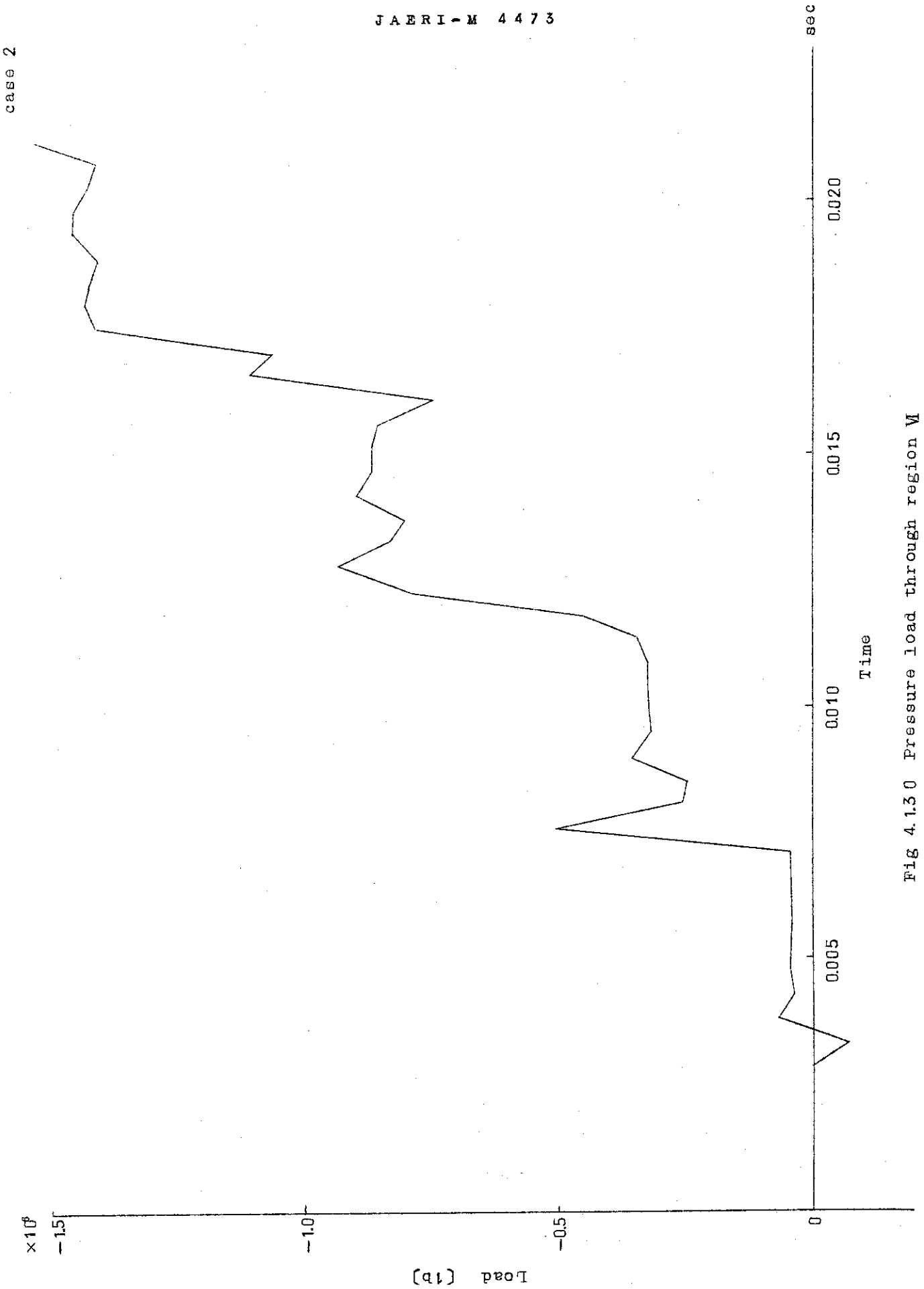


Fig 4.1.30 Pressure load through region M

4.2 大容量流路への圧力波進入

前節で述べたように、原子炉系における圧力波伝播の様子は、流路形状が単純でないために、各断面積変化部分で反復反射を生ずることになり、かなり複雑となる。これでは物理現象の把握が困難なので、ここでは、流路を単純化した体系についての解析を行なった。

流路としては、Fig. 4.2.1に示すような、二つの大きな溜部を配管で接続し、一つの溜部から放出配管がつき出した流路を考えた。この流路を常温の加圧水(1000 psi)で充たしておき、右端を300 psiの外気に解放したときの圧力波伝播現象を解析した。解析の結果がFig. 4.2.2およびFig. 4.2.3に示されている。解析に用いたパラメータはFig. 4.2.1中に示されている。

Fig. 4.2.2には、圧力波の侵入に伴って生ずる流路内圧力分布の時間的変化が示されている。右端(開放端)から侵入した圧力波(膨張波)は、放出配管を遡って大容量部入口において、その一部分が内部に入り、大部分は反射されて圧縮波として開放端に戻る。開放端で反転し膨張波となった圧力波が再び入口断面積変化部に印加され、その一部が内部に侵入する。このプロセスが繰返されることによって、圧力波が大容量部の中に侵入してゆくことになるが、この侵入した圧力波は、Fig. 4.2.2に示されているように、小さな膨張波が数多く重ね合わされた波形を持つことになる。各小膨張波の間隔は、圧力波が、放出配管を往復するのに要した時間に相当する。即ち、距離的には、放出配管長の2倍の間隔をもって、小膨張波が並ぶことになる。この様子がこの図に明らかに示されている。このようにして、大容量部には、大局的見地から見ると、ゆるやかな膨張波が侵入してゆくことになり、その勾配(圧力変化率)は各小膨張波の間隔、即ち、放出配管長によってきめられる。放出配管が短い場合には、比較的急峻な膨張波、配管が長い場合にはゆるやかな膨張波が内部に侵入することになる。このことを原子炉系における配管破断事故にあてはめてみると、破断点が原子炉容器に近い程急峻な圧力波が炉内構造物に印加され、それだけ、大きな動的荷重を生ずることになる。

破断を生じてから約5 msec後に、入射圧力波は第1の大容量部を通過して、中間配管部に入る。ここで、圧力波は拡大されて配管部に侵入し、大部分は膨張波のまま反射される。中間配管部を進行した膨張波のうち、一部分は第2の大容量部に侵入し、大部分は逆転反射して圧縮波になって戻る。この反射波は、中間配管内に捉えられてしまい、両端で反復反射され、第2の大容量部に膨張波を徐々に送り込む役割を果たす。破断後約8.5 msecで初期印加波は流路最上流端に達し、ここで反射され、再び、解放端に向うことになる。反射波が解放端に戻る時点(約17 msec後)では、系内の圧力分布はほぼ平坦となる。その後、第2容量部への膨張波侵入が優勢となって、第1容量部より圧力は低くなるが、これも、圧力波が丁度2往復した時点では、再び、平坦な圧力分布となることが示されている。

Fig. 4.2.3には、第1大容量部、中間配管部および第2大容量部における圧力の時間変化が示されている。メッシュ点149は第1大容量部の入口、76は配管部中央、0は流路左端部である。当然のこと乍ら、メッシュ点149は外乱印加後直ちに圧力降下を生じ、点0は通過時間だけ遅れて降下しはじめる。初期においては、点149の圧力降下が大きい、約2.2 msec後には点0の方が圧力降下が大きくなる。3.8 msec後には、両者の関係は逆転し、再び、点149の方が低い圧力となる。このように、点149と点0の圧力の高低関係は、周期約34 msecで振動しており、これは圧力波が流路を2往復する時間に相当する。即ち、流路内(大容量流路

部分のみ)の空間的圧力分布の振動周期は、直管(一端解放)の共鳴振動周期と同じように、圧力波の一過伝播時間の4倍となることを示している。又、流路内の圧力レベルは、全体として、約120 msec程度の周期でゆるやかに振動しているが、この周期は流路の全長できめられているわけではない。なぜならば、放出配管と第1大容量部の接続点、中間配管と二つの大容量部の接続点においては、小流路から大流路へ印加された圧力波のうち大流路内部に透過するのは極く一部であり、大部分は反射されてしまう。一旦反射された波が小流路の他端で再び反射されて当該接続部に印加され、その一部が内部に入ることになる。このようにして、初めに印加された圧力波の大部分が大流路内部に浸透するには、波が小流路内を多数回往復するだけの時間を要することになり、等価的には、その分だけ流路長が大きくなったものと見做すことが出来る。ここで注意すべき点は、初めの半周期以降では、Fig. 4.2.2にも示されているように系内に負圧を生ずることである。これは、BURSTコードにおける水の物性値の取扱いが単純化されているために、水をあたかも通常の弾性体(引張応力に耐え得る)として扱ってしまったためである。更に、このコードでは、系内の圧力が外圧より低くなること、一旦放出された水が再び流入すると云うモデルになっており、このゆるやかな振動を減衰する要因がなく、このまま永続的振動を得ることになる。

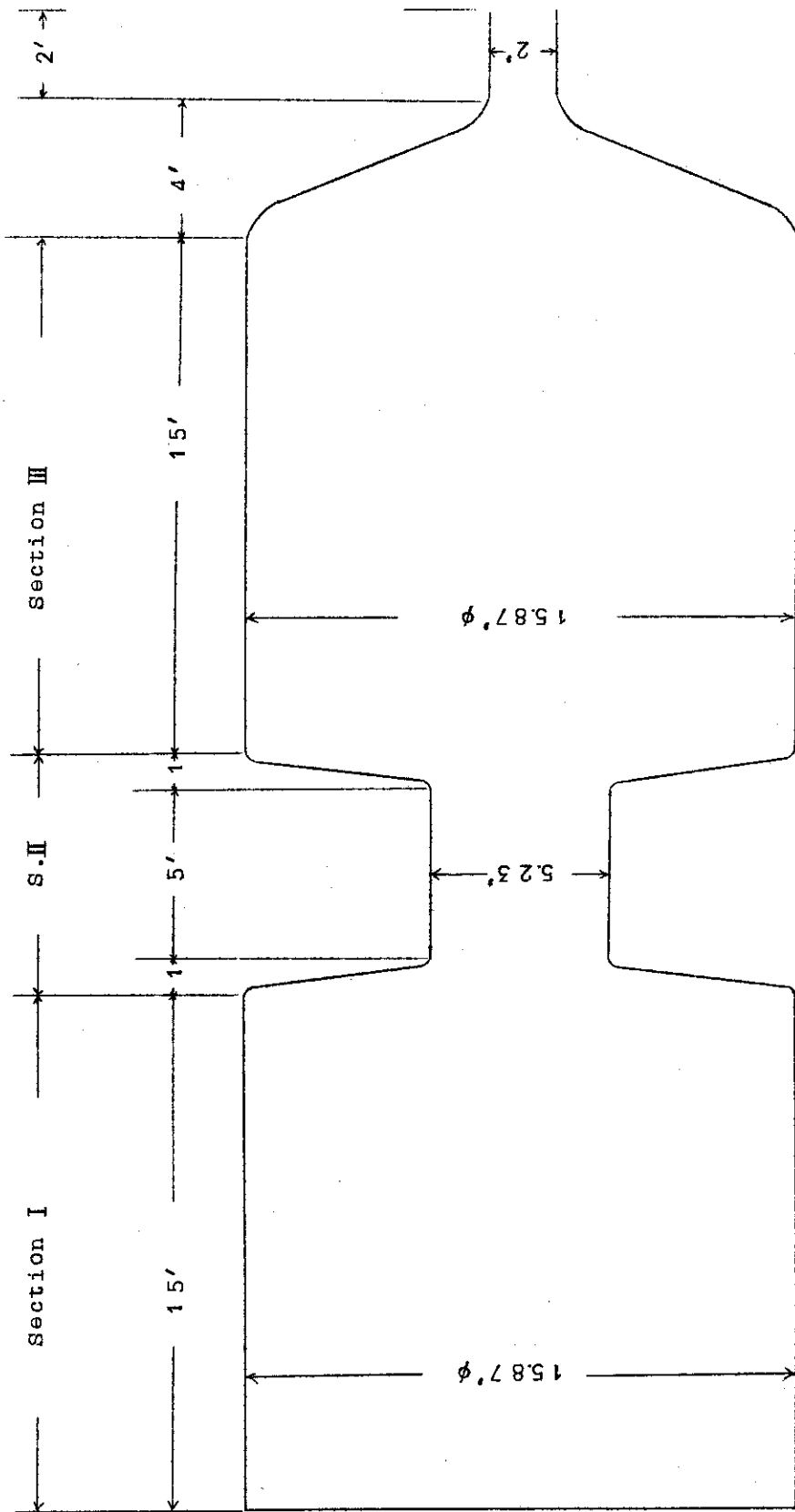
次に、上に述べた過渡状態において、流路の各部分に印加される動的荷重を検討することにする。

Fig. 4.2.1に示された流路区分I, II, およびIIIに対して印加される動的荷重の時間的変化がFig. 4.2.4~4.2.6に示されている。ここで、BURSTコードにおける「動的荷重」とは、その時点で対象とする流路区分に印加される荷重から、初期定常状態で存在する荷重を差引いた量(単位は力の単位)として定義されている。このため、圧力波が当該区分に到達する迄は、初期条件と同じ状態が継続するので動的荷重は零となる。又、流路断面積および方向に变化のない直管部分(両端を除く)では初期および過渡状態共に動的荷重は零でなければならない。逆に、流路断面積が両端で異なるような流路については、初期定常状態(圧力分布一様)で既に荷重が存在することになり、過渡状態中に系内圧力分布が一様となるような場合にも、計算結果としては或値(初期定常値の符号を逆にした値)を得ることになってしまう。このため、有益な情報として計算結果を活用するためには、当該流路区分の両端における流路断面積が等しくなるように区分の設定を行なうことが望ましい。

ここで、流路区分Iは、左端が閉端なために区分両端の断面積が異なる場合に相当し、初期状態でも大きな値をもつことになる。これは、Fig. 4.2.4に矢印(F_0)で示されている。この区分にかかる荷重は閉端の壁にかかる内圧のみであるから、その時間変化は点0の圧力の時間変化と同様(但し極性が逆で原点が初期値分だけずれている)になる。

流路区分IIは、Fig. 4.2.1にも示すように、両端の断面積が等しいので、動的荷重の計算結果は、正に、中間配管部を持った流路に印加される荷重そのものとなる。これは、Fig. 4.2.5に示されているように、中間配管両端の圧力差でほぼきめられているので、圧力分布の振動周期すなわち全流路通過時間の4倍の周期で振動している。

流路区分IIIは直管であるから、本来、荷重は零とならなければならない。しかし、Fig. 4.2.6に示すように計算結果は零とはならず不規則な値をとっている。これは、BURSTコー

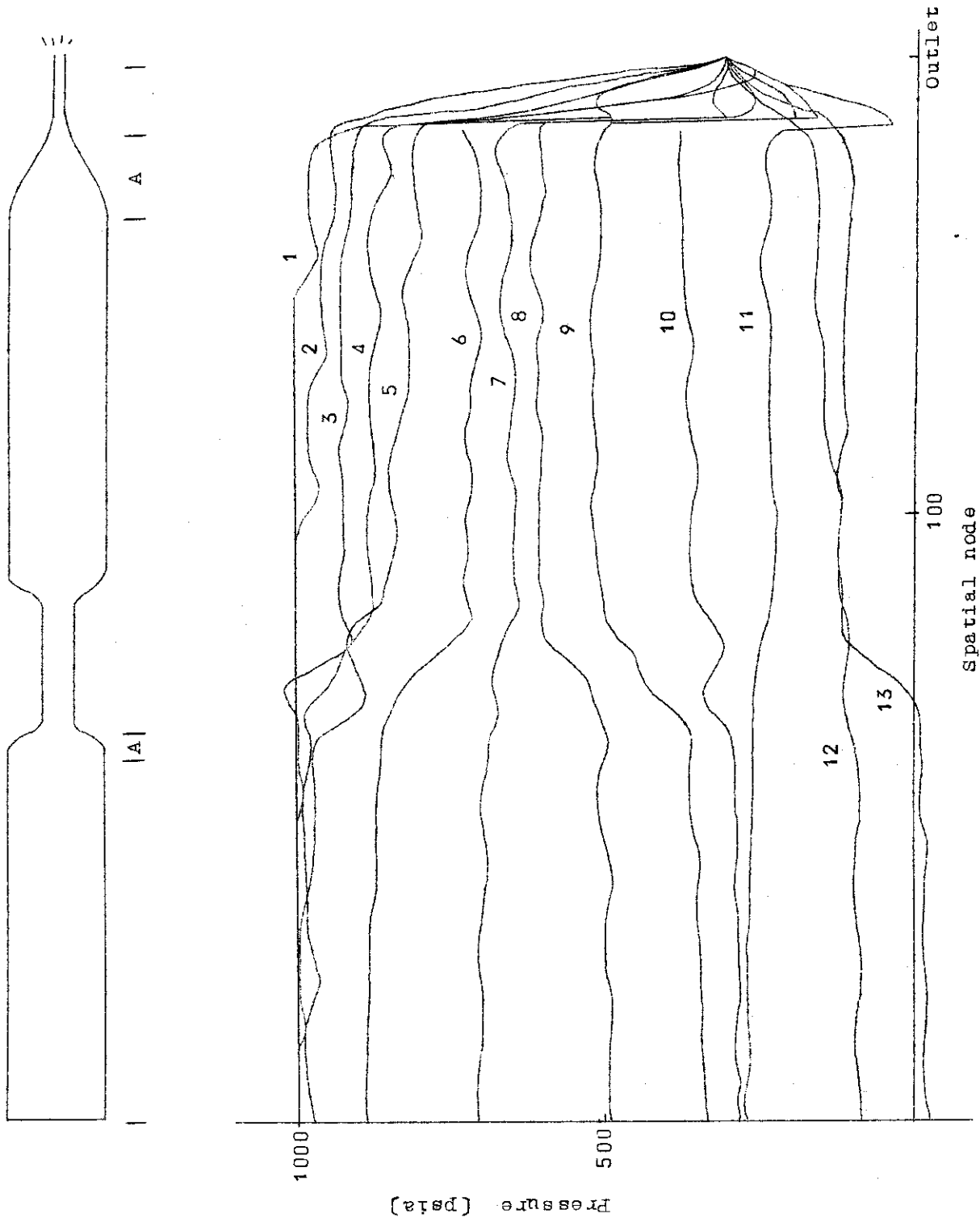


Rupture time = 0.5 (msec)

P_0	= 1000 (psia)	R_p	= 7.62×10^{-6}	(a^2/ft^2)
H_0	= 531.72 (BTU/lb)	R_H	= -1.81×10^{-6}	($\frac{\text{ft}^2 \cdot \text{lb}}{\text{s}^2}$)
ρ_0	= 46.883 (lb/ft ³)			

Fig. 4.2.1 Calculational model of simplified flow path

CASE 6



	time [sec]
1	0.0019
2	0.0038
3	0.0061
4	0.0080
5	0.0098
6	0.0149
7	0.0199
8	0.0250
9	0.0300
10	0.0350
11	0.0392
12	0.0509
13	0.0603

Fig. 4.2.2 Variation of pressure profile

CASE 6

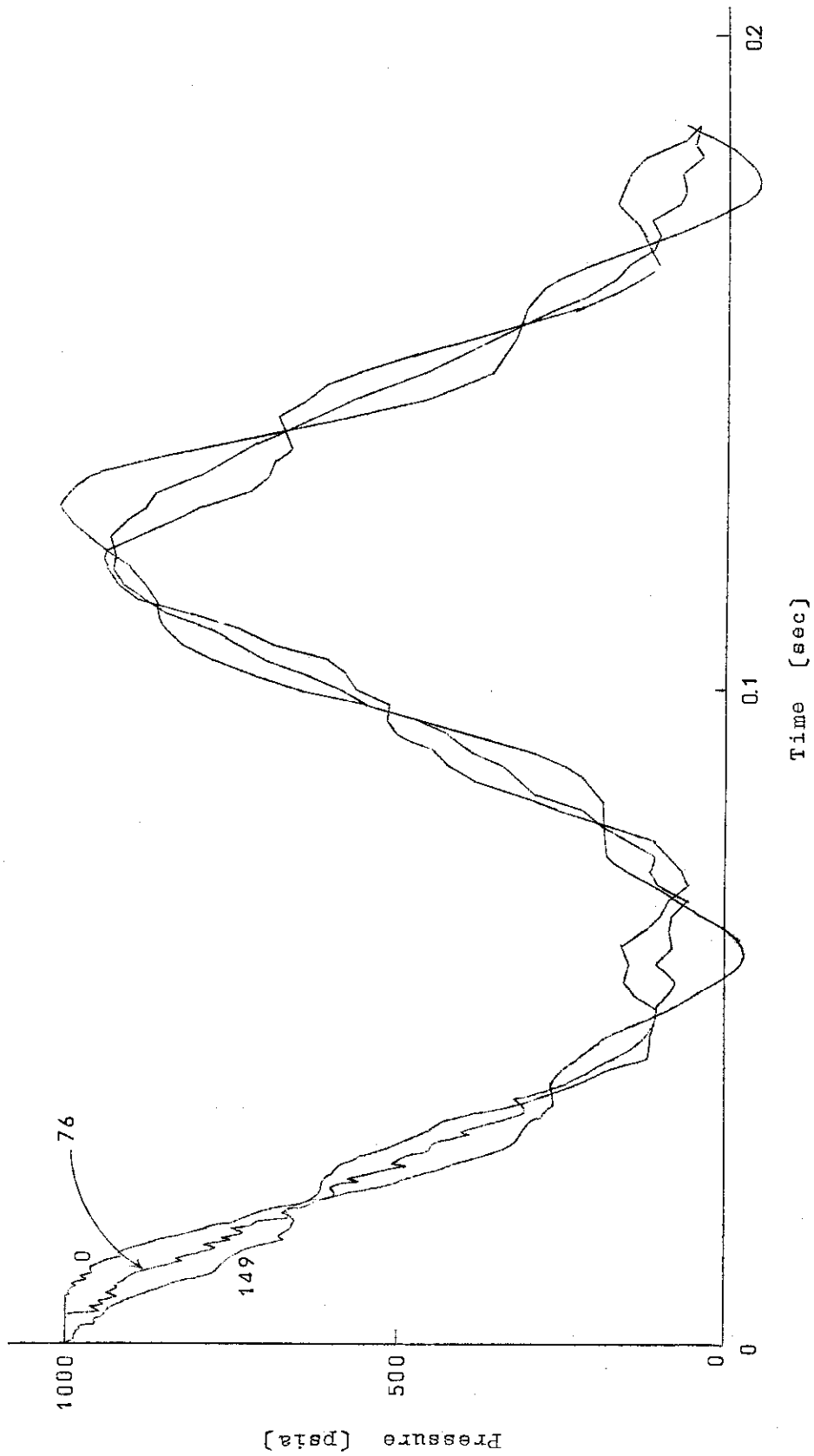


Fig. 5.2.3 Variation of local pressure

ド内の計算方法が妥当でないために生じた数値誤差によるものであり、今後コードの改良を行なうことが必要である。

4.3 テーパー部への圧力波進入

アダプターが長い場合、すなわち流路断面積がゆるやかに変化する場合についての計算結果を、Fig. 4.3.1～Fig. 4.3.3に示す。これは直径1 ftと2 ftの管を10 ftの長さのアダプターでつないだ系について計算したもので破断部圧力は0.5 msecで1000 psiから0 psiになるとしてある。このとき波長は2.5 ftとなる。Fig. 4.3.1は流路断面積、Fig. 4.3.2～3は圧力分布の図である。右端から入った膨張波はアダプター部で一部反射され一部透過する。アダプター前後の管の面積比が4対1であるから、透過波は1000 psiから600 psi*に減圧する膨張波、反射波は0から600 psiに昇圧する圧縮波になると予想される。しかし計算結果ではFig. 4.3.2にあるように透過波は一度520 psiまで下がり再びゆるやかに600 psiまで上がる波となっており、反射波は波長が著るしく大きくなっている。その後アダプターを通った波は左端で反射して右方へ進み、アダプターで反射された波は右端で反射して再び左方へ進む。(Fig. 4.3.3参照)

このように反射波の波長が大きくなり、透過波の波形が歪む理由は次のように推測される。まずアダプターの短い場合について考える。(Fig. 4.3.4～Fig. 4.3.10参照) Fig. 4.3.4に流路断面積を示す。アダプター長さは0.5 ft、他は前と同様である。Fig. 4.3.5～4.3.7に圧力分布、Fig. 4.3.8～4.3.10に流量分布を示す。右端から入った膨張波はアダプター部で反射、透過を起こし、この時の透過波は予想されたように600 psiとなっており波形も歪んでいない。

流量は膨張波の進行とともに増大する。これは圧力勾配の部分で流体が加速されるからである。今この膨張波がアダプター部へわずかに入り込んだとする。(タイムステップ35～40) この圧力勾配下で流路断面積の大きい部分の流体も右向きの運動量をもつ。ところが流体が右へ進むと断面積が小さくなるので圧力が増し、単位面積あたりの流量も増加する。(タイムステップ46～55) この圧力増大は右に伝播して反射波となり、左に伝播し最初の1,000 psi→0 psiの圧力波と重なり1,000 psiから600 psiに減圧する透過波となる。これが断面積が変化する部分での圧力波の反射する理由である。

次にアダプターの長い場合についての計算結果を示す。(Fig. 4.3.11～Fig. 4.3.13参照) アダプター長さは3 ft、他は前と同様である。Fig. 4.3.11が流路断面積 Fig. 4.3.12が圧力分布、Fig. 4.3.13が流量分布である。

圧力、流量ともに前とほぼ同様の伝播をするが、今度はアダプターが長いので流体が右へ進むことによる圧力の上昇のしかたがゆるやかとなる。そのため圧力が600 psiとなった時に

*；波動伝播(音波・電波等)の式から

$$\text{反射波振幅} = \text{印加波振幅} \times \frac{A_1 - A_2}{A_1 + A_2}$$

で表される。上記解析では $A_1 : A_2 = 4 : 1$ の関係から反射波は600 psiの圧縮波となり、透過する波は $\Delta P = 400$ psiの膨張波となる。

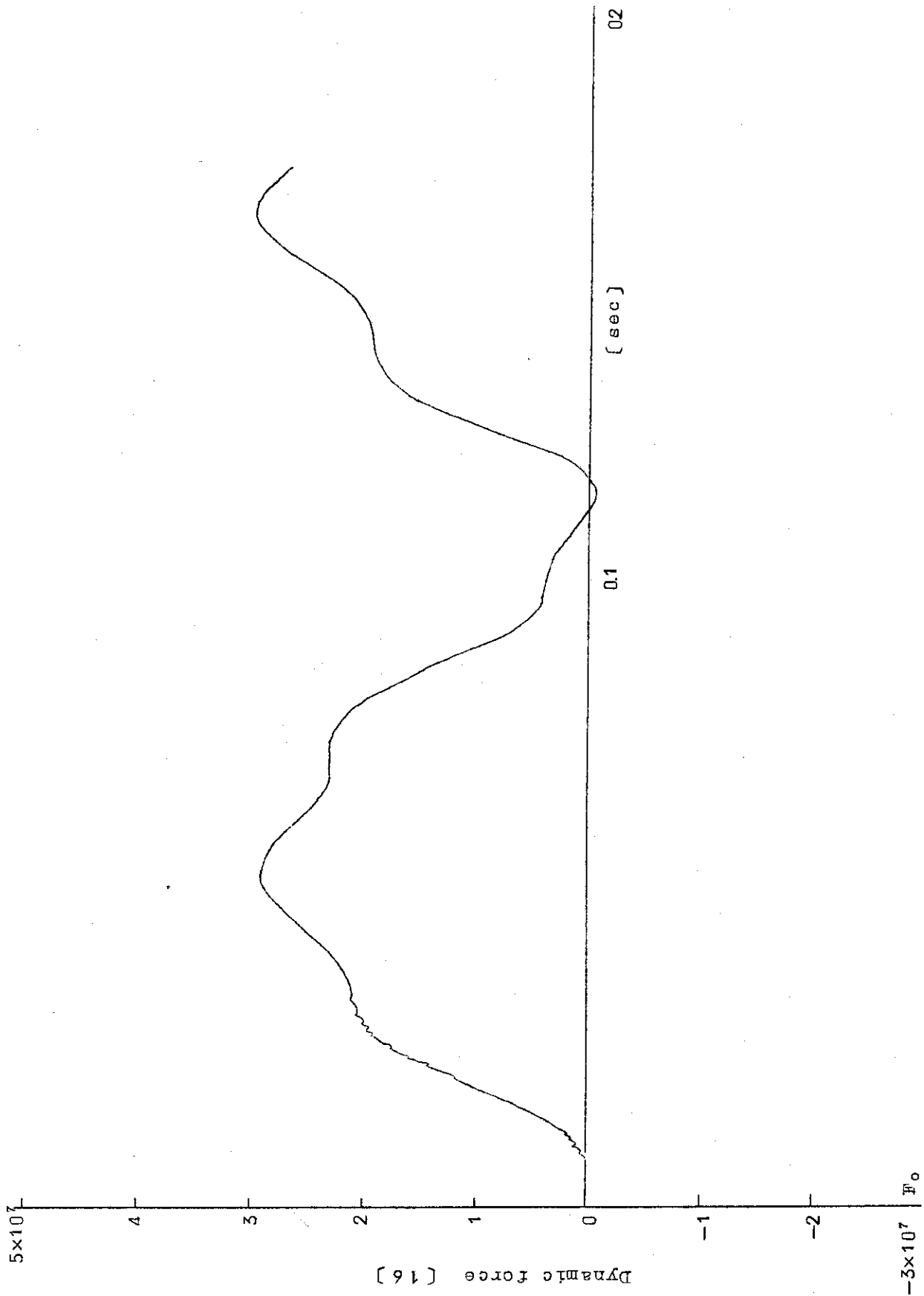


Fig. 4.2.4 Dynamic force upon free body I (CASE 6)

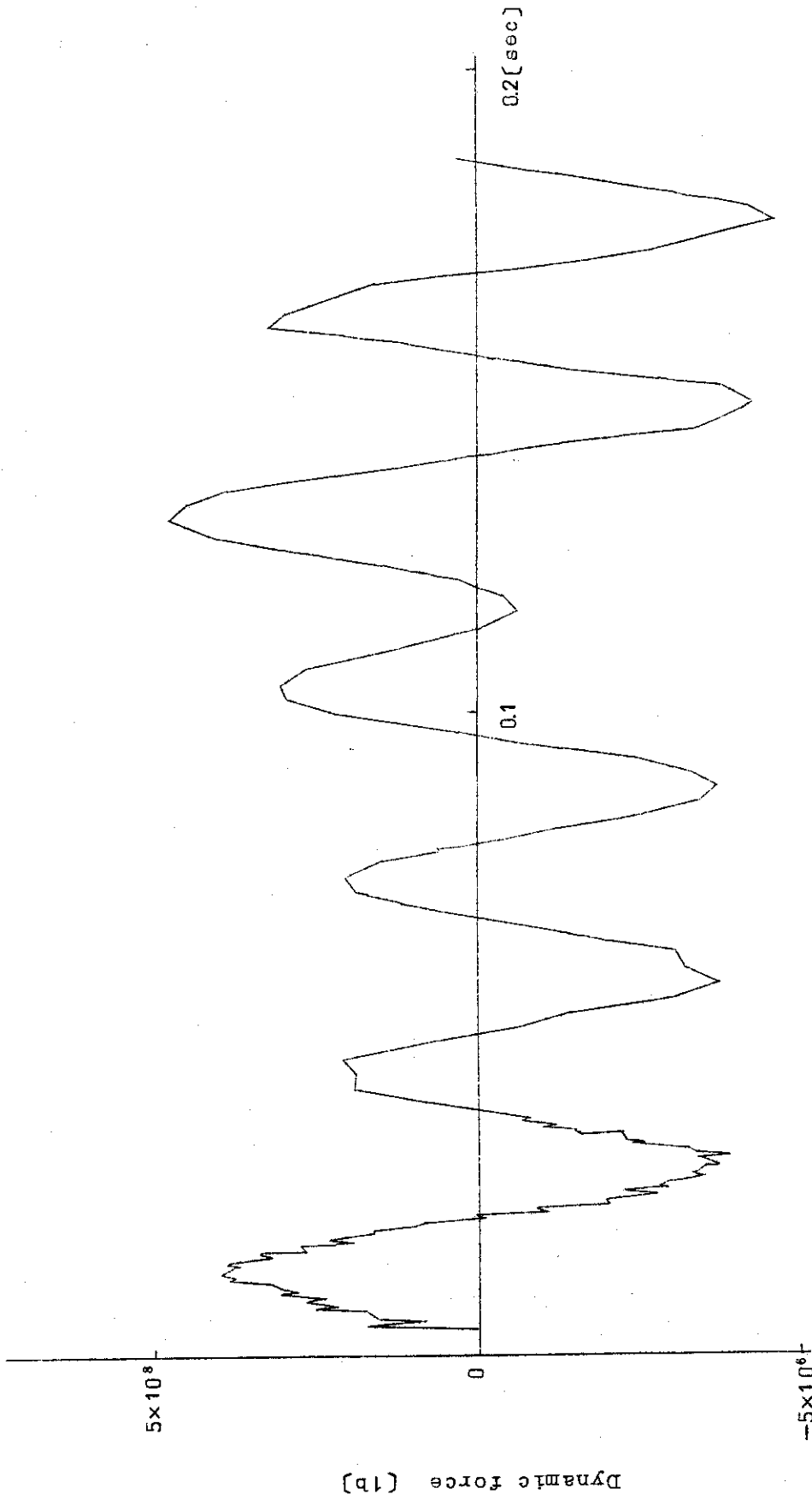


Fig. 4.2.5 Dynamic force upon free body II (CASE 6)

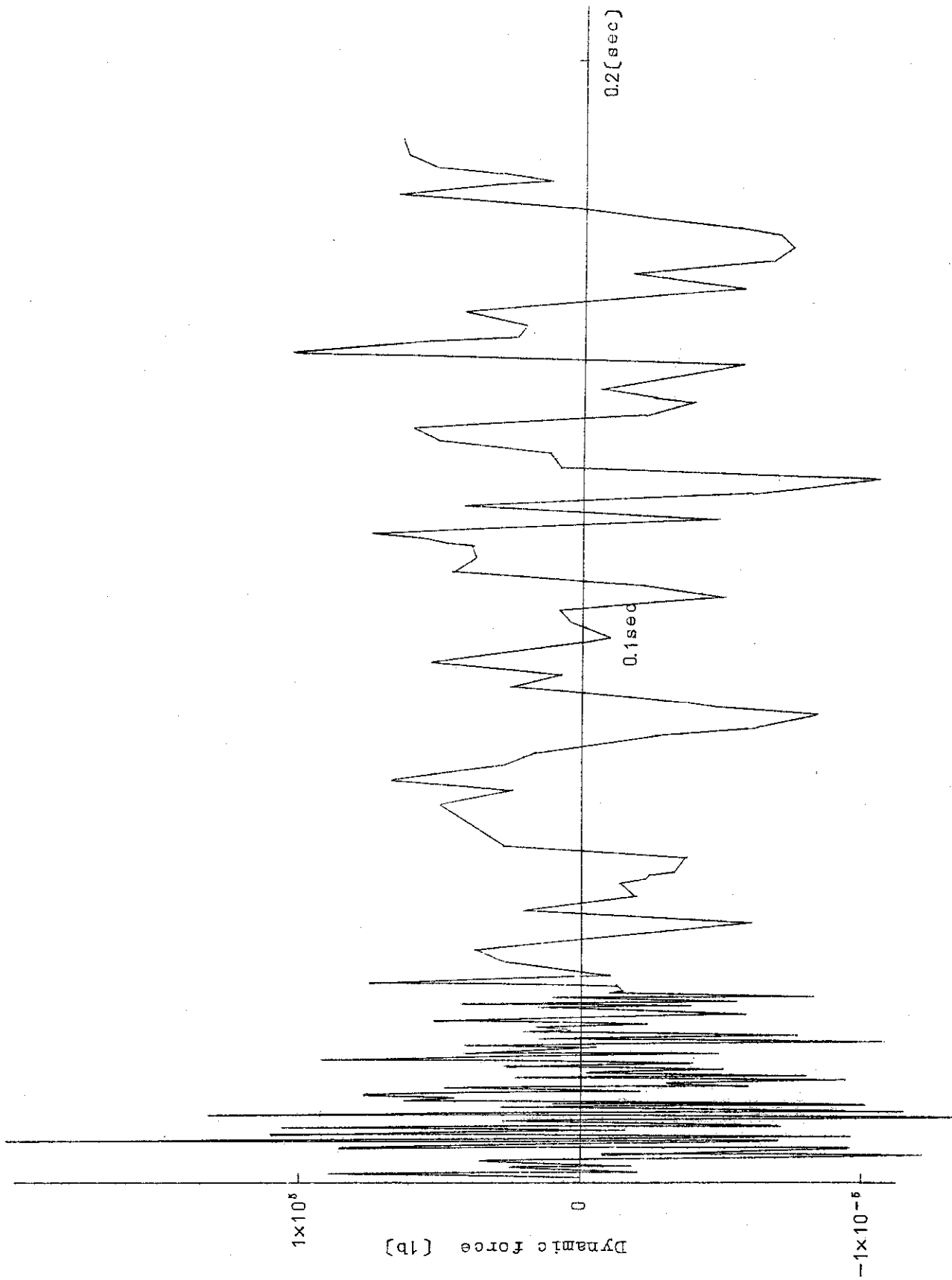


Fig. 4.2.6 Dynamic force upon free body III (CASE 6)

は最初の波は先に進んでいるので透過波形は歪み、反射波の波長も大きくなる。

ここで波動伝播式から計算される圧力と、計算結果の透過波の最低圧力との差 ΔP に対するアダプター長さ及び波長、断面積変化量の影響を Fig. 4.3.14 ~ 15 に示す。Fig. 4.3.14 は管径比をパラメータにして、波長 λ のアダプター長さ L に対する比 $\frac{\lambda}{L}$ と ΔP との関係を図示している。波長 λ は 2.5 ft であるが、2 例だけ 3 ft の波長を使い同じ $\frac{\lambda}{L}$ の値になる L を選んで計算をしたが、結果は $\lambda = 2.5$ ft とわずかな差があった。これが本質的なものか、単なる計算上の誤差か不明である。波長がアダプターの 3 倍になると波形は歪まなくなり、又アダプターが長くなるほど ΔP は大きくなる。

次に Fig. 4.3.15 に同じ波長、アダプター長さを使い ΔP に対する断面積変化量の影響を示す。横軸は管径の比 D_2 / D_1 である。 ΔP は $\frac{D_2}{D_1}$ が 2.5 附近で最大となり、又当然 $\frac{D_2}{D_1} = 1$ では 0 となる。 $\frac{D_2}{D_1}$ が大きくなった時、 ΔP がかなり大きな値を持つため荷重計算に大きな影響を及ぼす。これは圧力の絶対値としては小さいが、力の加わる面積がふえるためである。そのためアダプター長が大きい時には動的荷重の計算上注意が必要である。

ここでアダプター部を Fig. 4.3.16 の様に n 段の階段状にして近似する。この時の一過透過率 T_n は一般の波動伝播式から次式で表わされる。

$$T_n = \frac{2(A_1/A_2)}{(A_1/A_2)+1} \cdot \frac{2(A_2/A_3)}{(A_2/A_3)+1} \cdots \frac{2(A_n/A_{n+1})}{(A_n/A_{n+1})+1}$$

ここで

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{A_2}{A_3} = \cdots = \frac{A_n}{A_{n+1}} = \sqrt[n]{\frac{A_1}{A_{n+1}}} = K_n$$

となるように各段を選べば

$$T_n = \left(\frac{2K_n}{K_n+1} \right)^n$$

$\frac{A_{n+1}}{A_1} = \alpha$ とおき n を無限大とした時の極限は

$$\begin{aligned} T_\infty &= \lim_{n \rightarrow \infty} \left(\frac{2K_n}{K_n+1} \right)^n \\ &= \lim_{n \rightarrow \infty} \left(\frac{2}{1 + \alpha \frac{1}{n}} \right)^n \end{aligned}$$

$\alpha \frac{1}{n} \approx 1 + \frac{1}{n} \cdot \ln \alpha$ であるから

$$T_{\infty} = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(\frac{2}{2 + \frac{1}{n} \cdot l_n \alpha} \right)^n$$

$$= \frac{1}{\lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 + \frac{l_n \alpha}{2n} \right)^{2n} \cdot \frac{l_n \alpha}{2}}$$

$\lim_{x \rightarrow \infty} 1 + \frac{1}{x}^x = e$ であるから

$$T_{\infty} = e^{-\frac{l_n \alpha}{2}} = \frac{1}{\sqrt{\alpha}}$$

このモデルによれば、アダプター部の一過透過率は出入口部の管径比のみからきめられる実効透過率より大きい。(Fig. 4.3.17 実線)

又最初の膨張波が過ぎた後、反射波の反射波が逆位相で返ってくる(同一点鎖線)。

最終波形は、波の長さ、アダプターの長さ、断面積比の関数になる。波長が小さければ波形の落込みが大きい。アダプターの長さが長ければ、回復に時間がかかる。

アダプター長さ l と波長の比 $\frac{l}{\lambda}$ が無限大の極限においては、

$$\Delta P = (T_{\infty} - T_1) \times P_{init}$$

となるであろう。(Fig. 4.3.15) P_{init} は入射波の大きさである。

CASEX 7

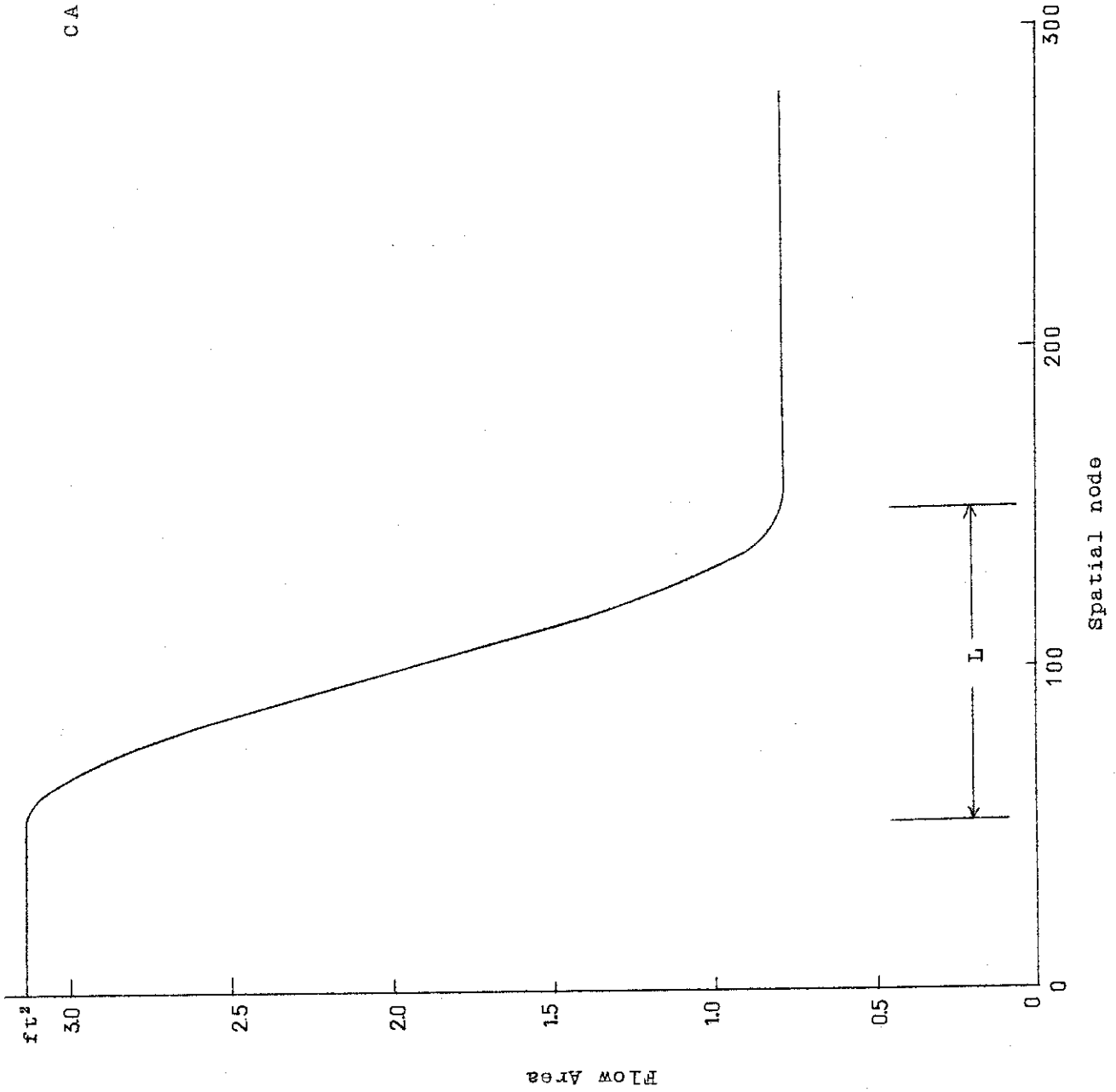


Fig. 4.3.1 Flow area

CASEX 7
BURST 1

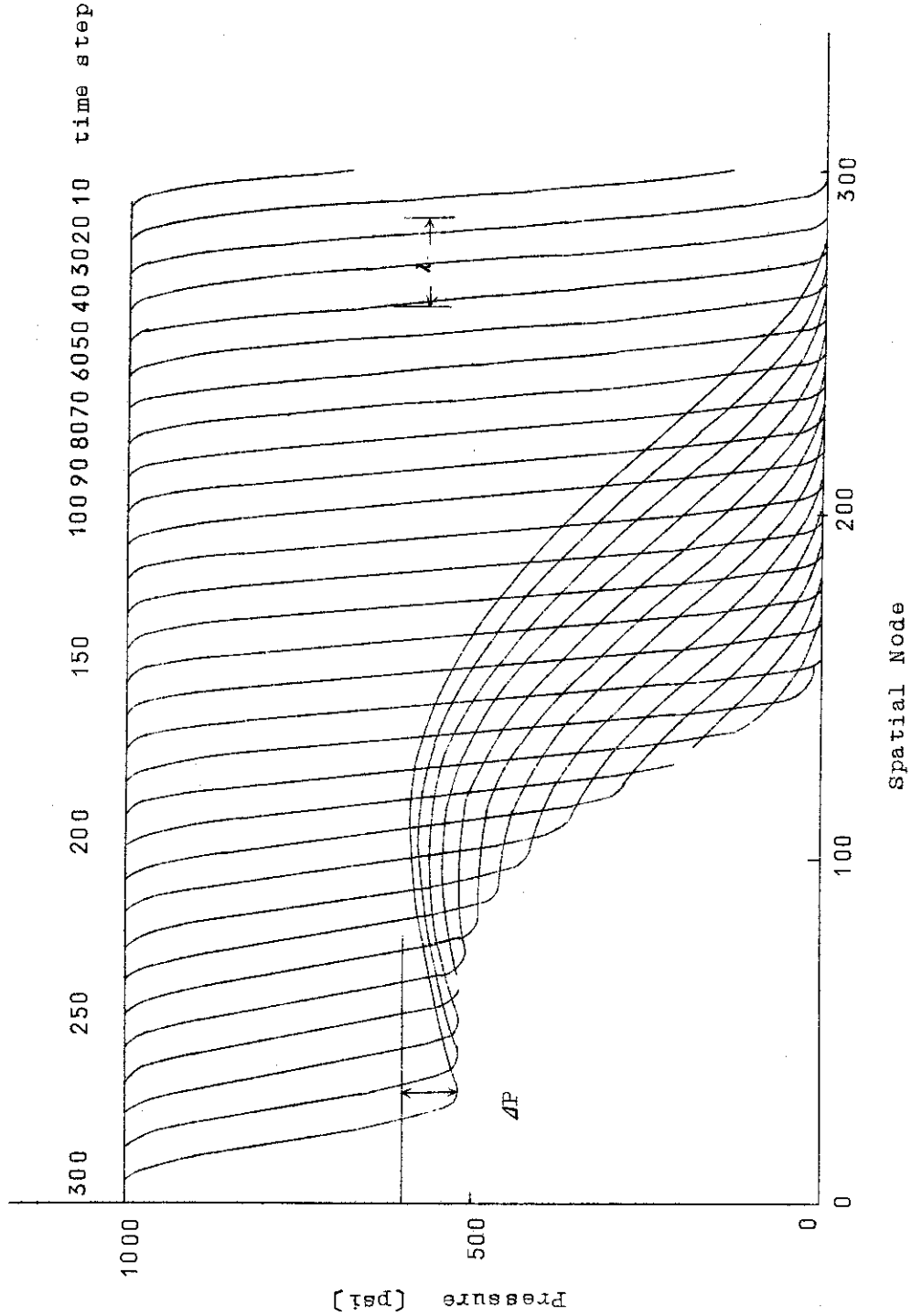


Fig. 4.3.2 Wave propagation

CASEX7

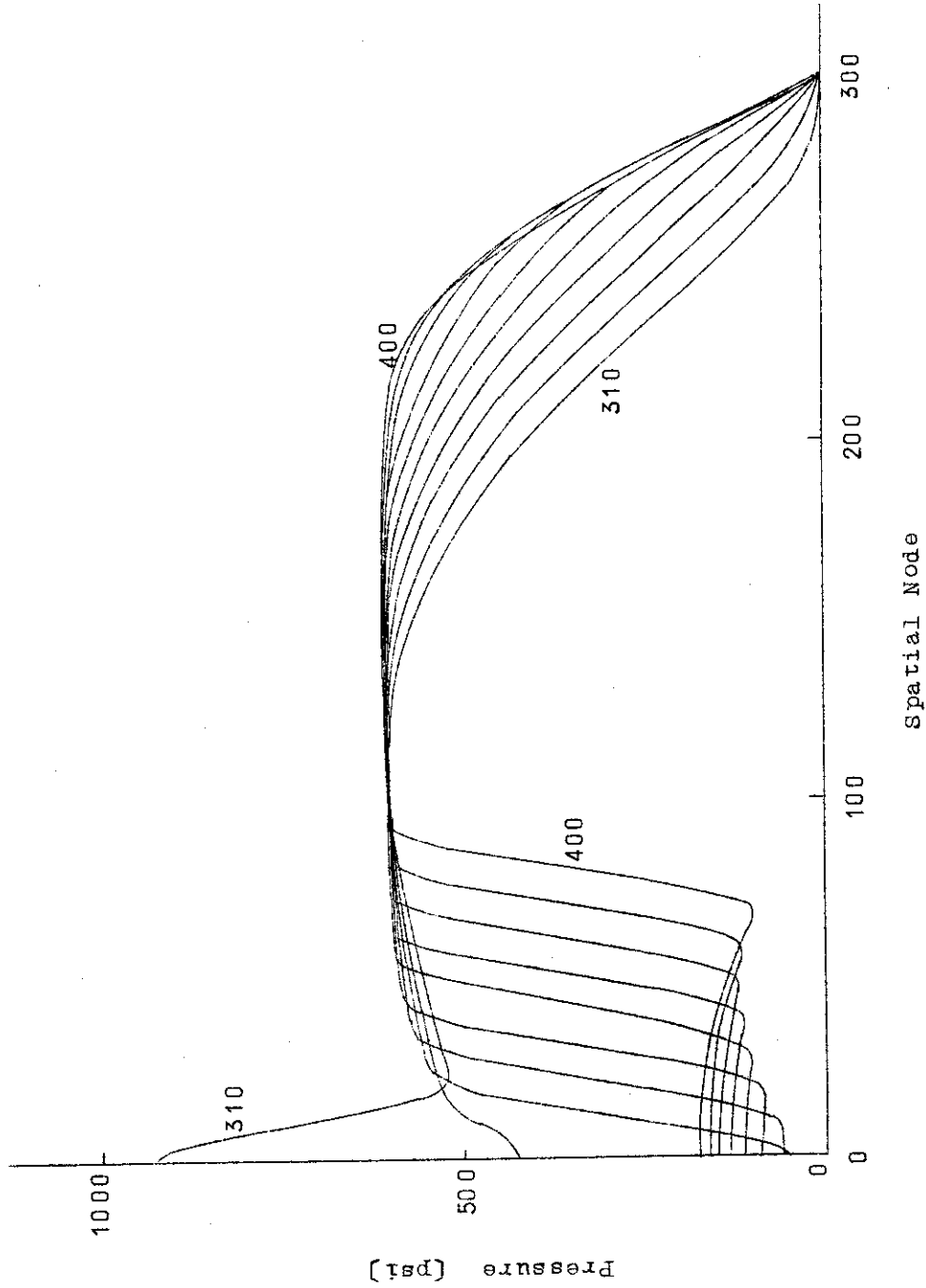


Fig. 4.3.3 Wave propagation

CASEX 6

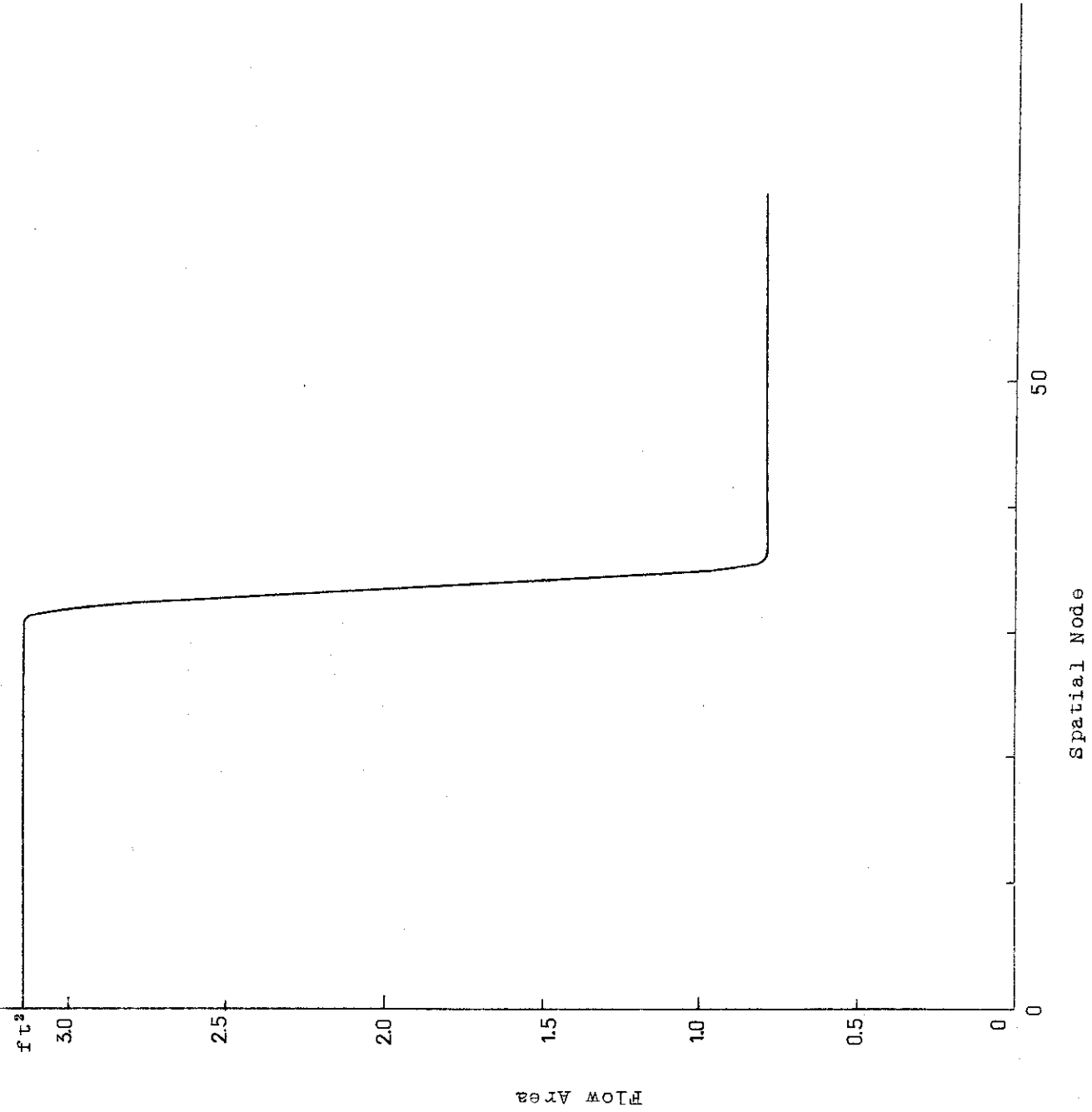


Fig. 4.34 Flow area

CASEX 6

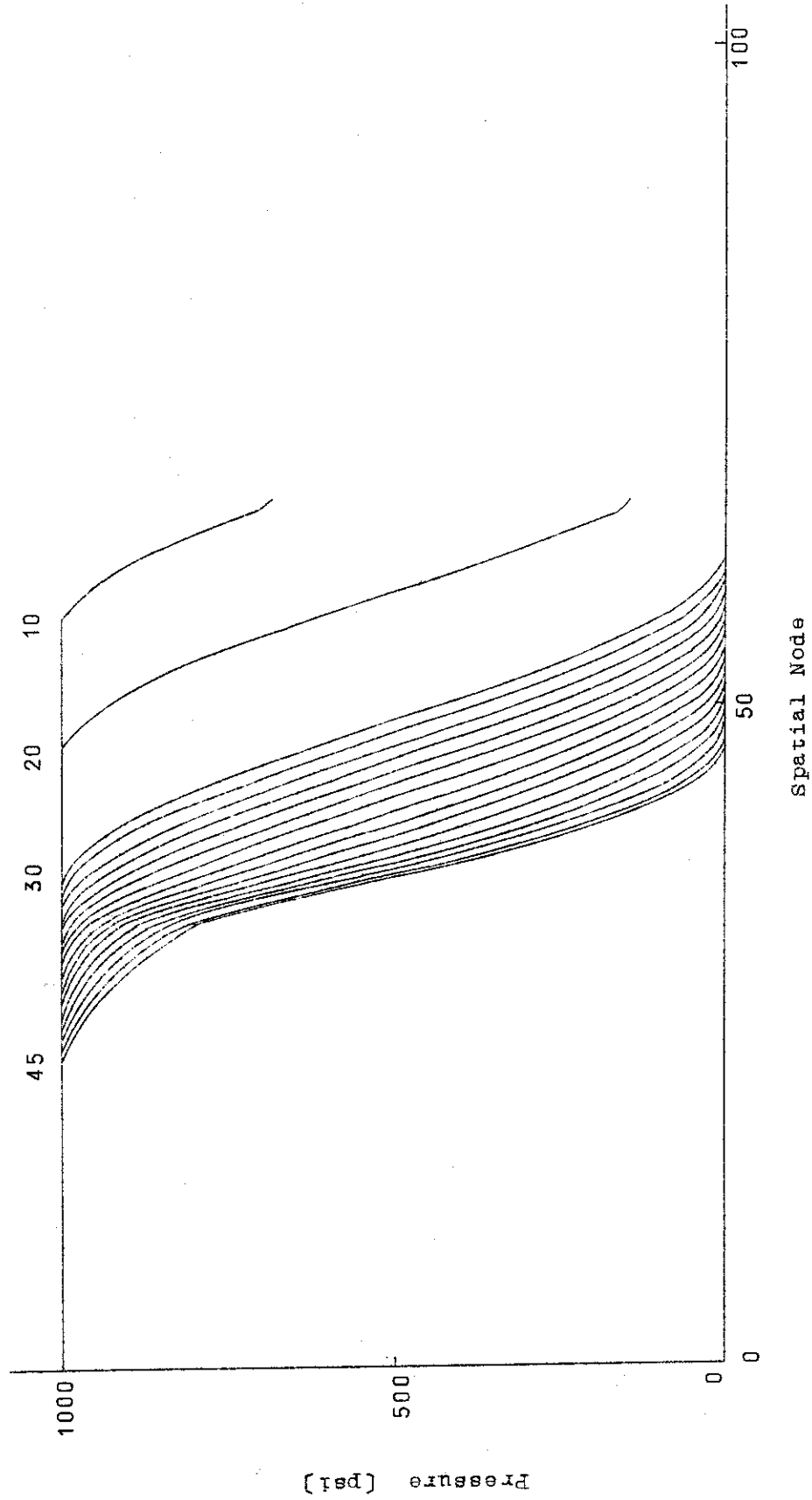


Fig. 4.3.5 Wave propagation

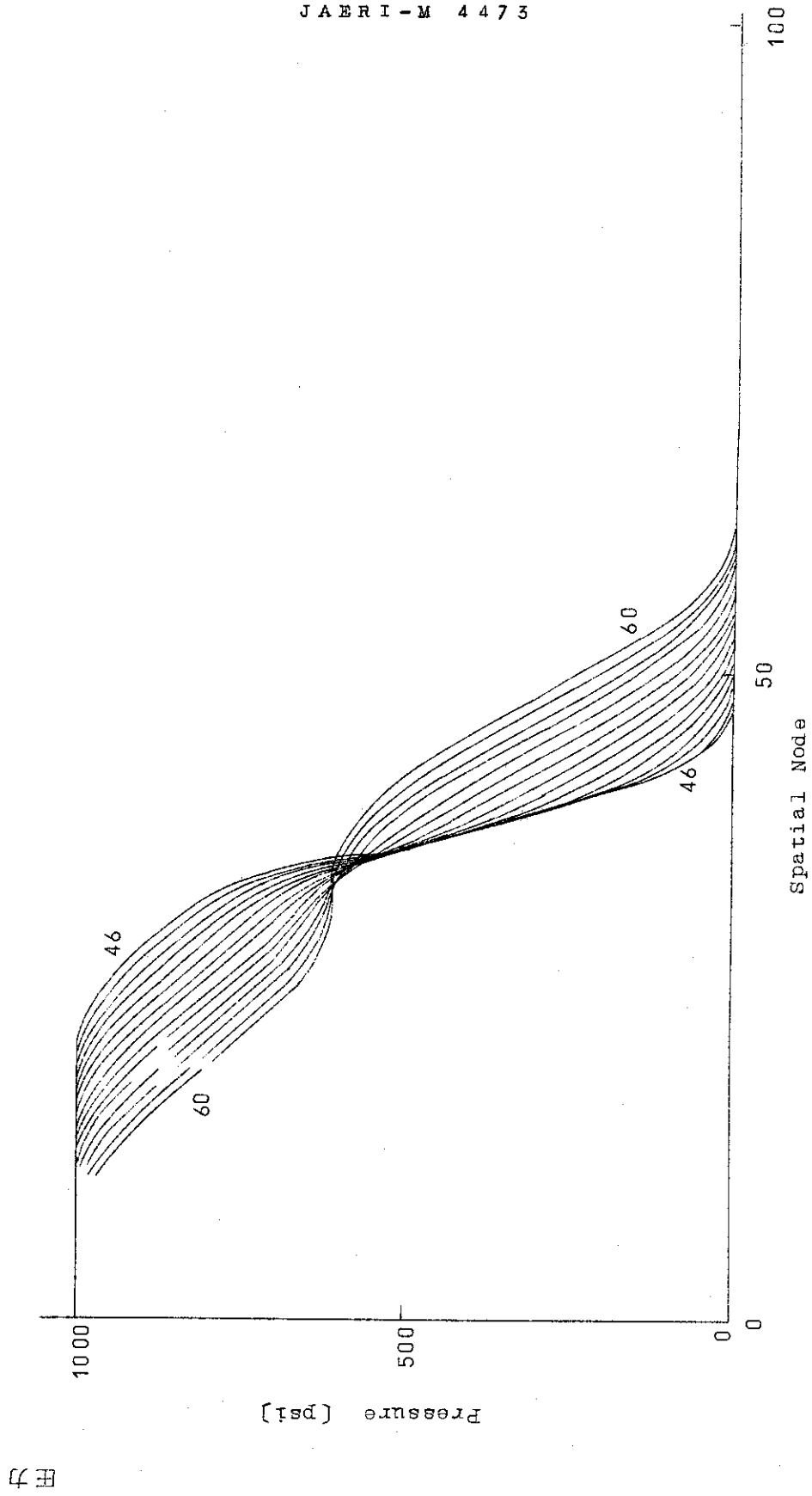
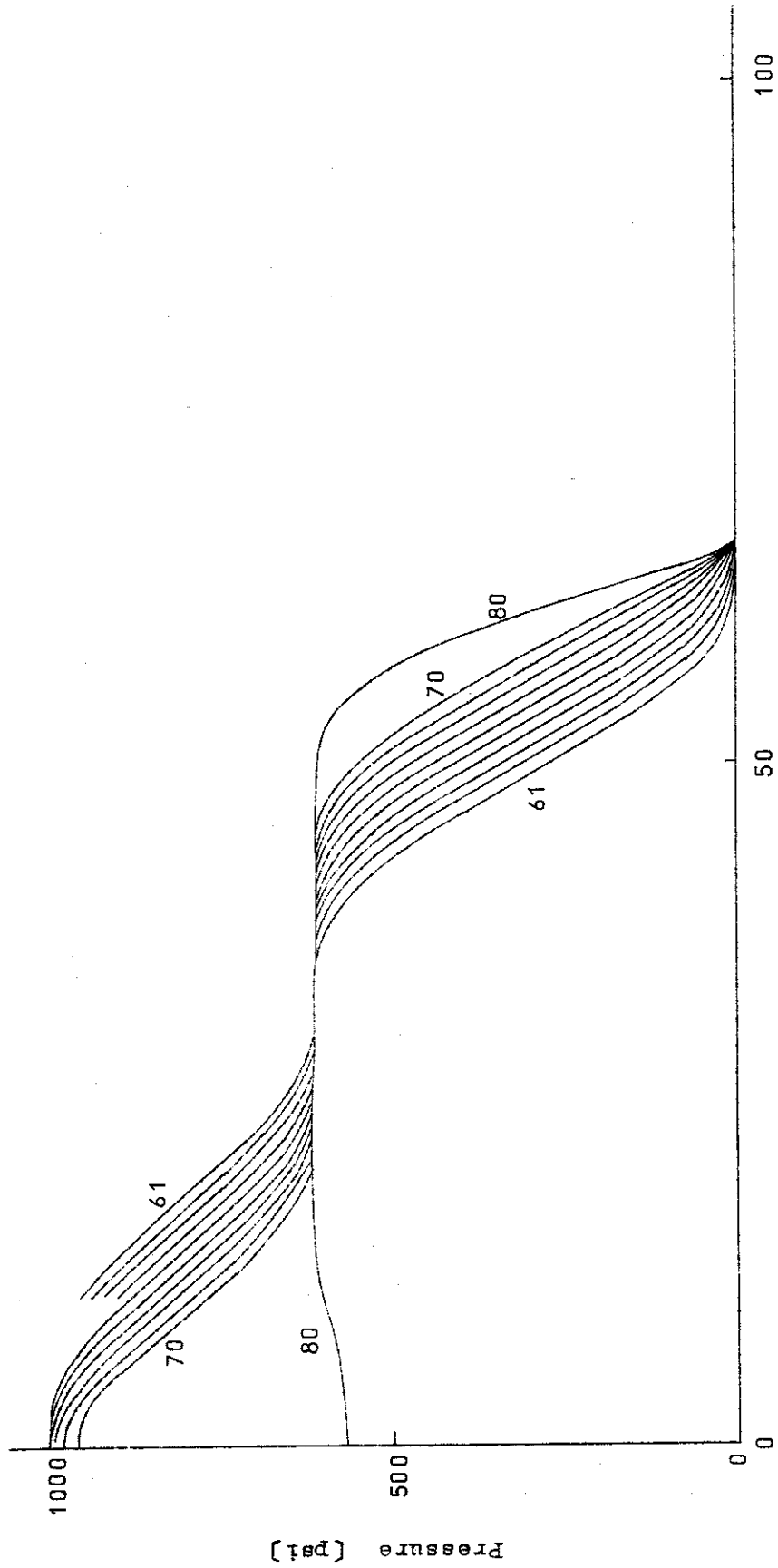


Fig. 4.3.6 Wave propagation



Spatial Node

FIG. 4.37 WAVE PROPAGATION

CASEX6

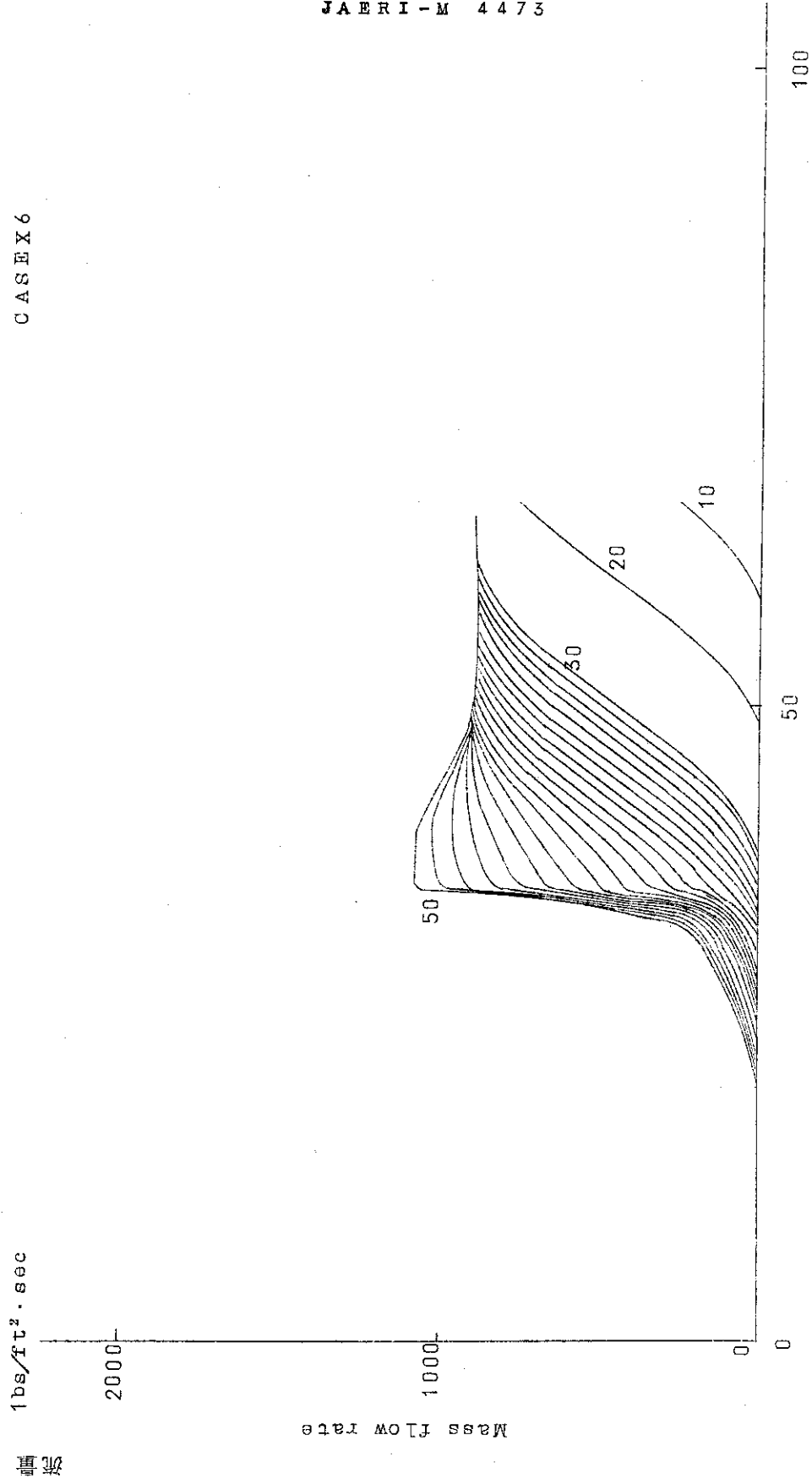


Fig. 4.58 Mass flow rate

CASEX 6

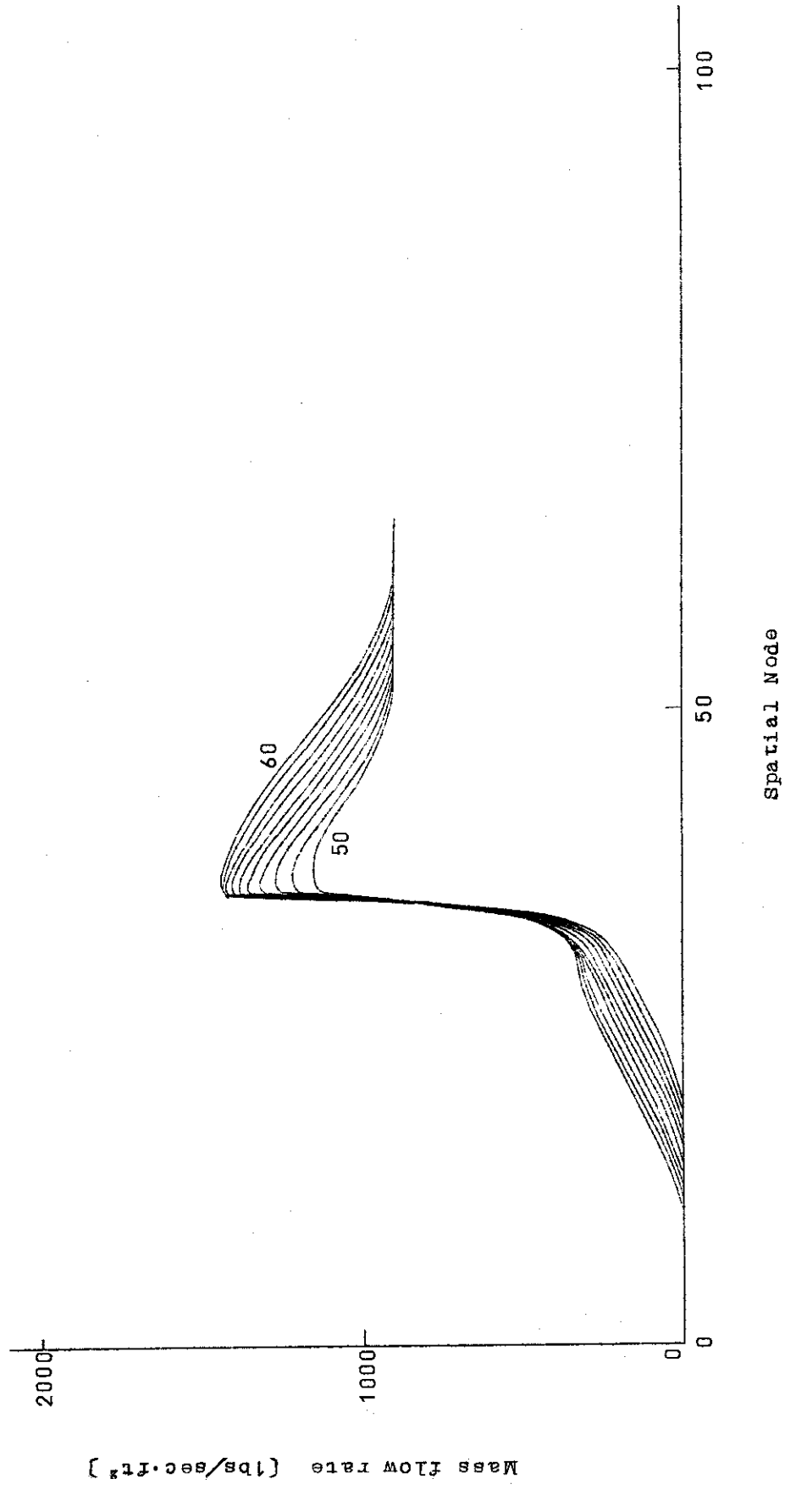


Fig. 4.3.9 Mass flow rate

流量

CASEX6

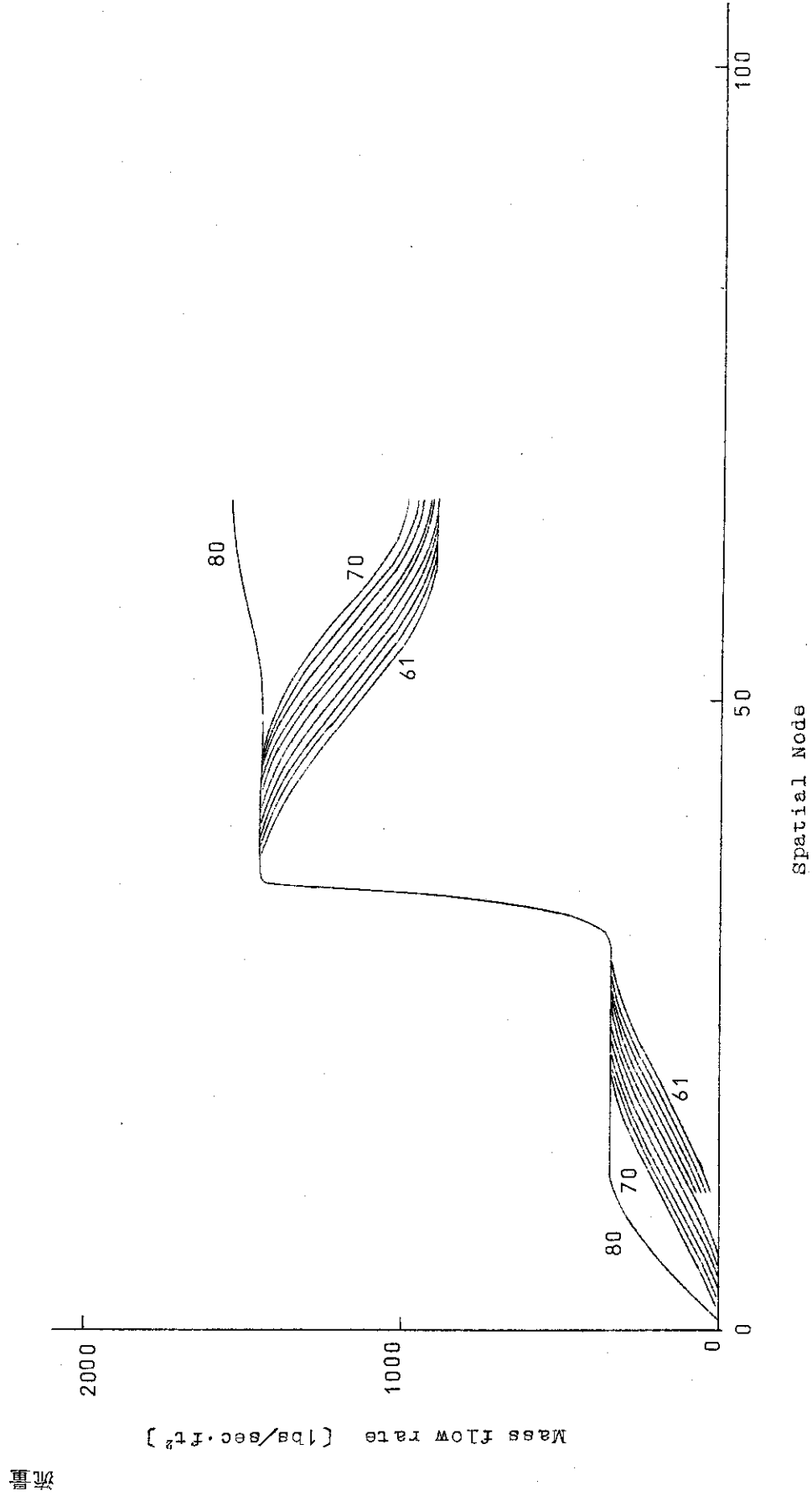
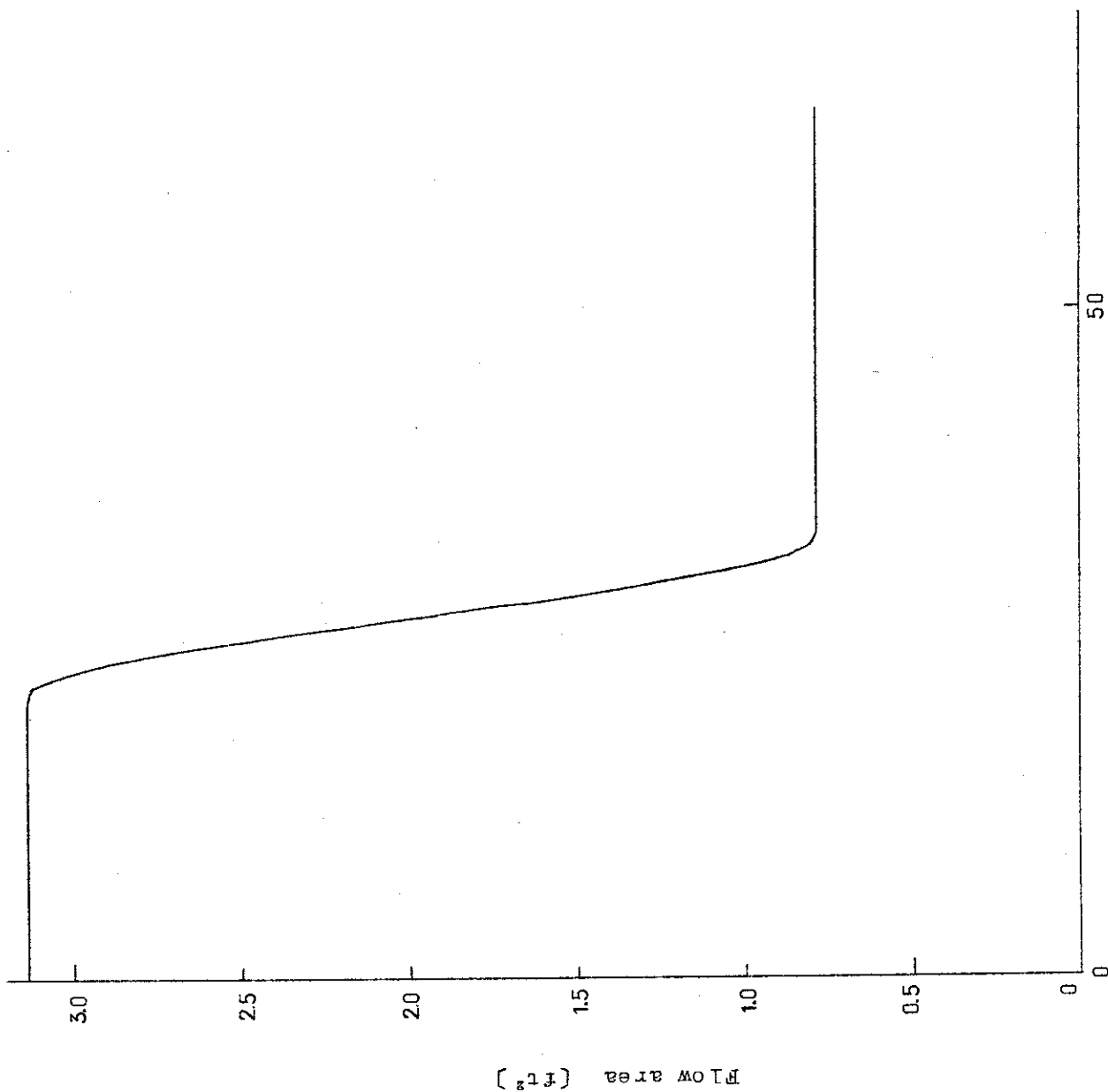


Fig. 4.3.10 Mass flow rate

CASEX 5



Spatial Node

Fig. 4.311 Flow area

CASEX5

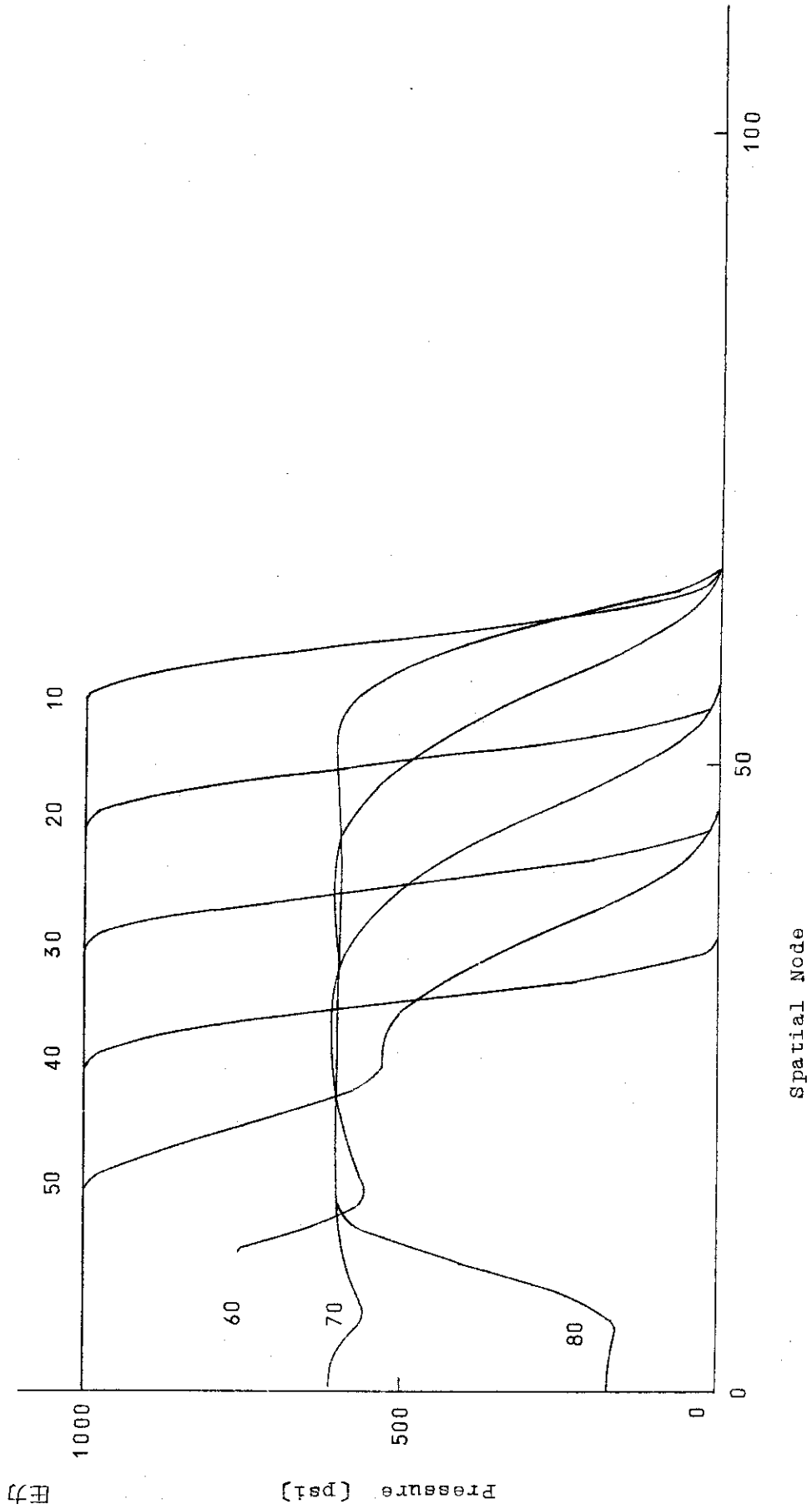


Fig. 4.312 Wave propagation

CASEX5

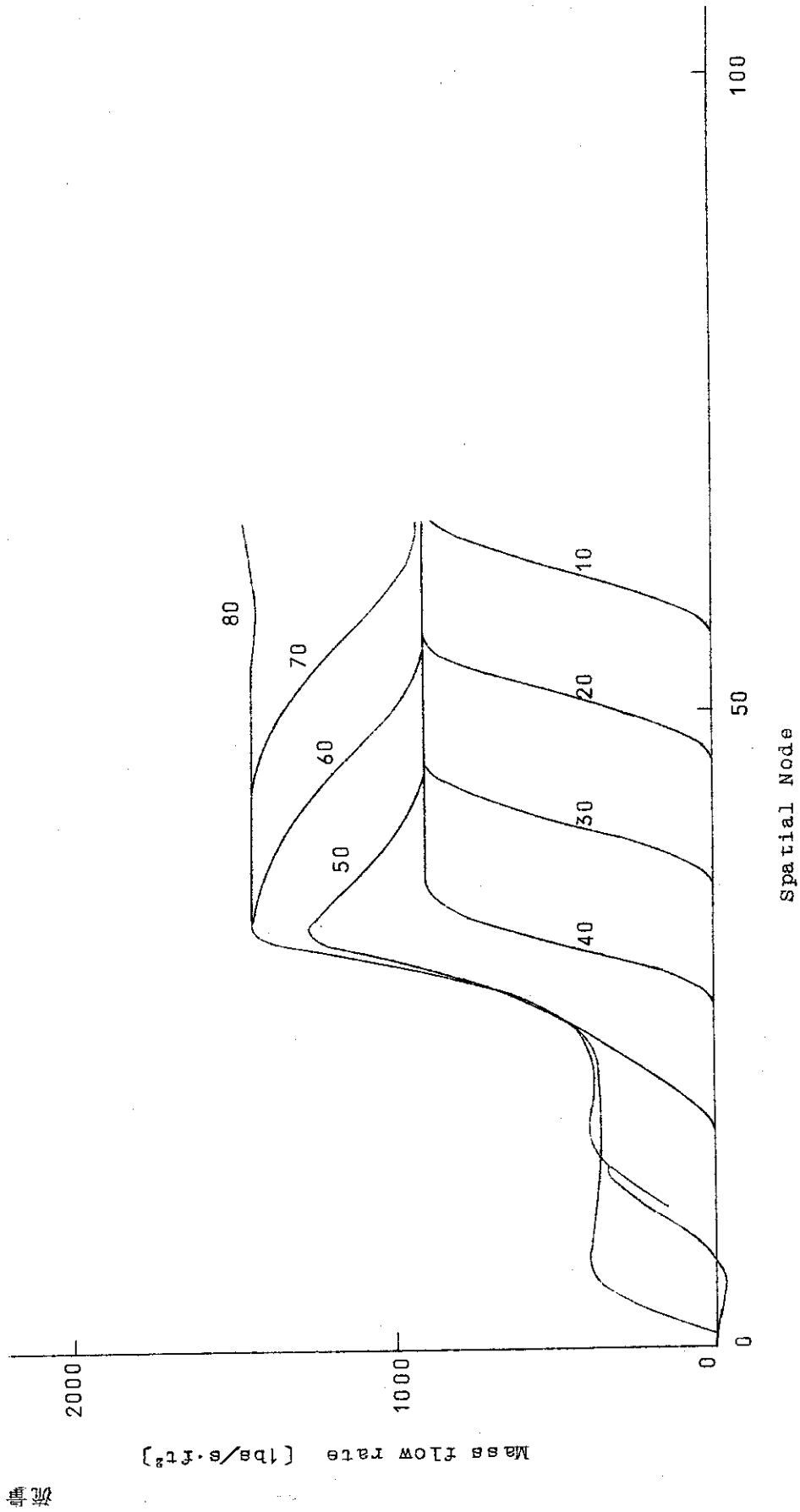


Fig. 4.3.13 Mass flow rate

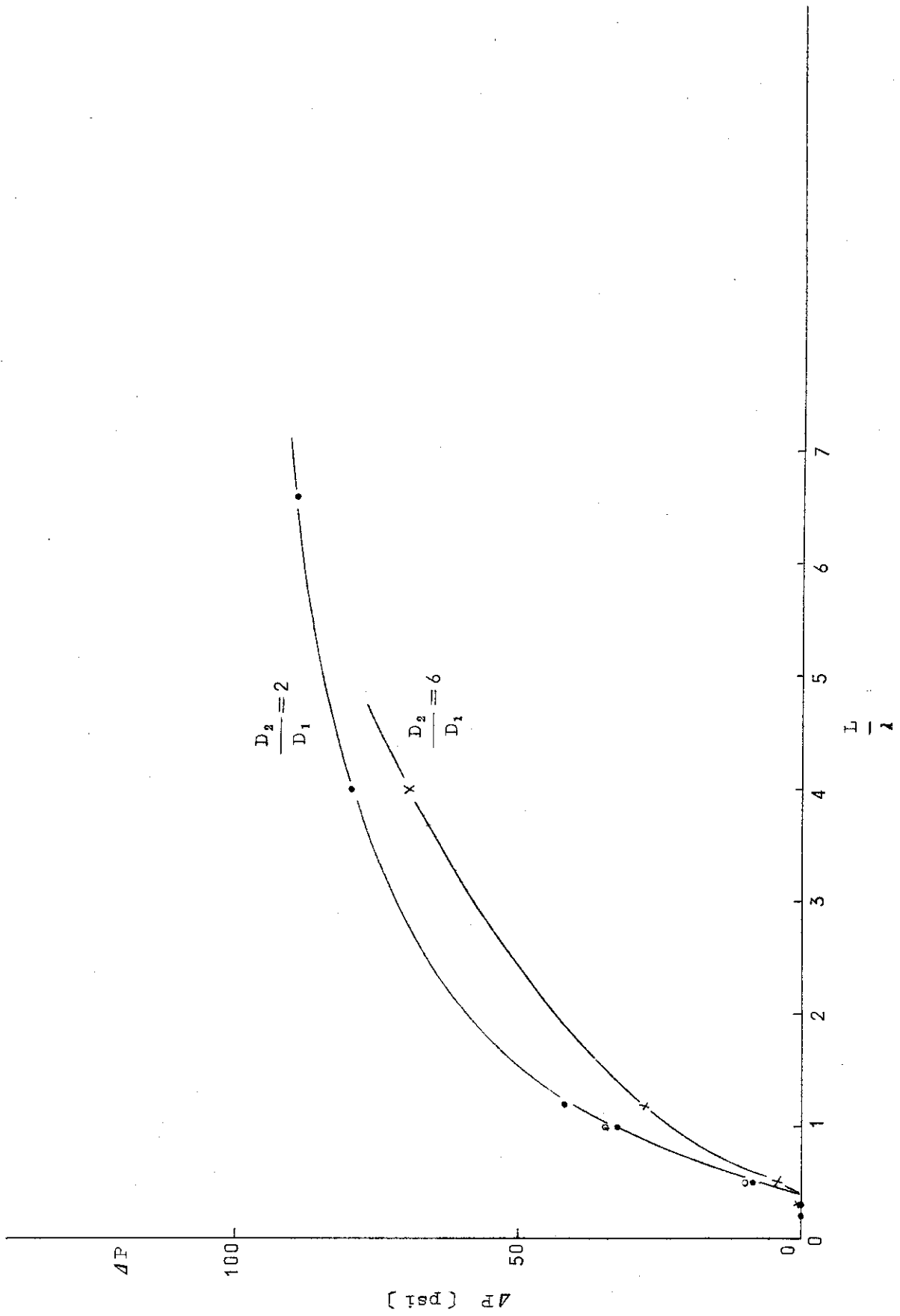


Fig. 4.3.1.4 Wave deformation vs. L/λ

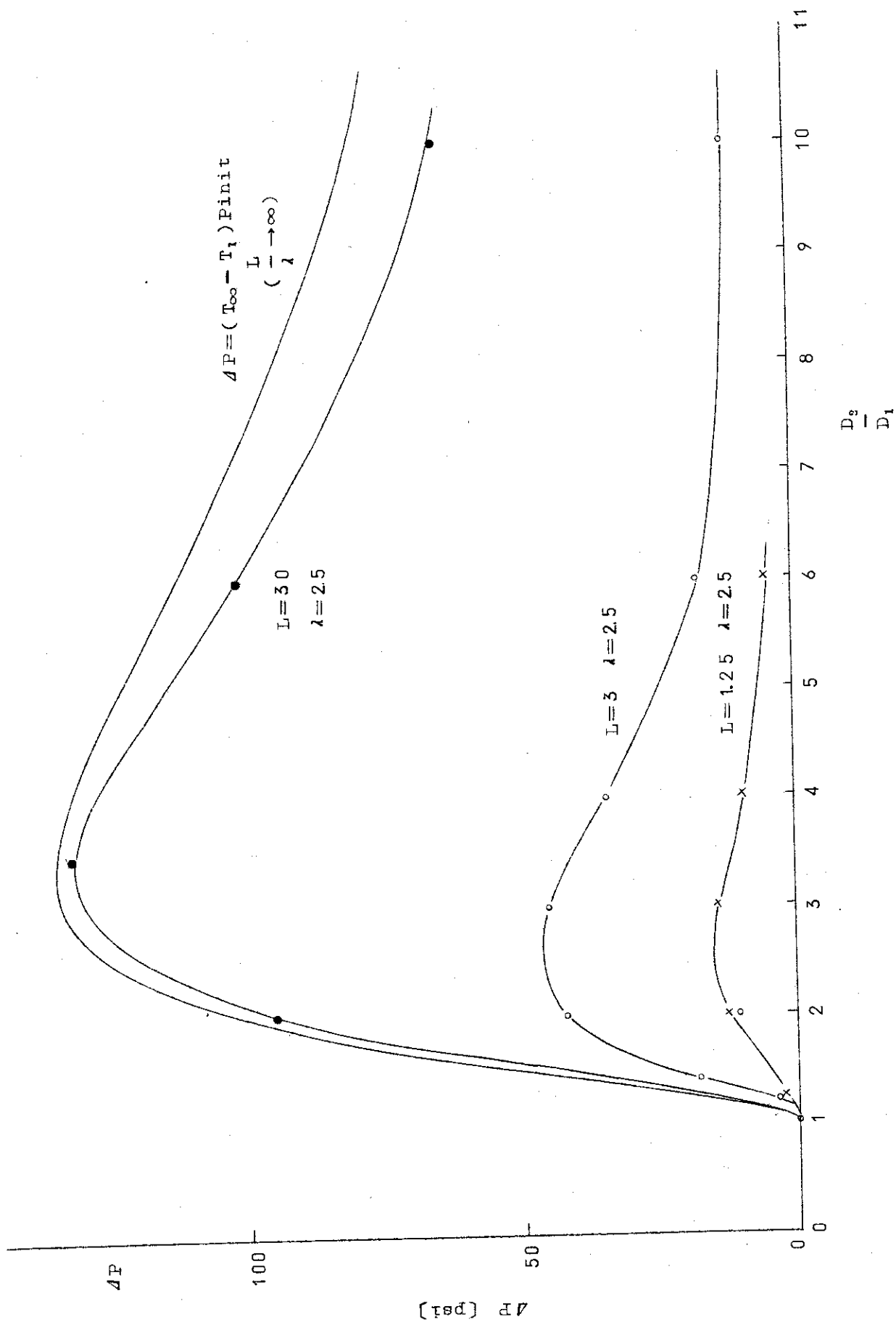


Fig. 4.3.15 Wave deformation vs. D_2/D_1

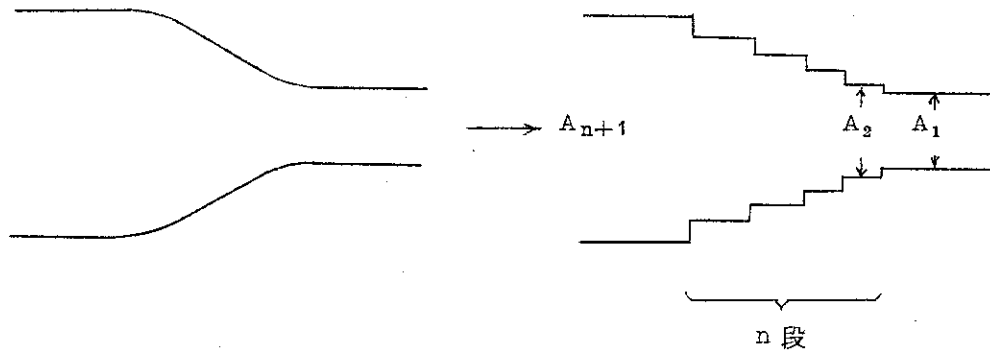


Fig 4.3.16 Discrete model

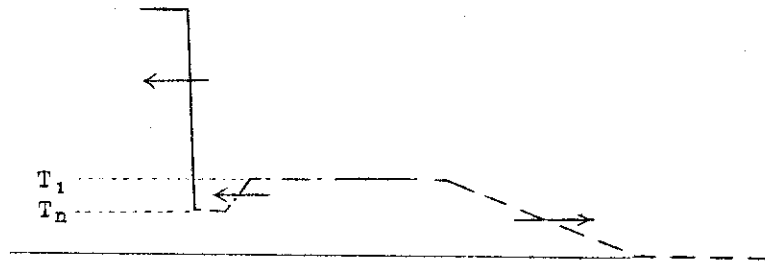


Fig 4.3.17 Wave profile calculated by discrete model

4.4 開口部への圧力波進入

断面積比が非常に大きい時、及び開口部での圧力波を調べるため次のように系をモデル化する。すなわち開口部から出た波は半球状に広がっていくが、その流路断面積が、半球状の波面面積と等しくなるようにモデル化する。こうすることによって三次元の系を一次元化することができる。

開口部から r の半径だけ広がった波面面積は

$$A(X) = \pi R^2 + \int_0^X 2\pi (\sqrt{r^2 - x^2} + R) \frac{r}{\sqrt{r^2 - x^2}} dx$$

$$= 2\pi r X + 2\pi R r \arcsin \frac{X}{r} + \pi R^2$$

$r = X$ とすれば

$$= 2\pi X^2 + \pi^2 R X + \pi R^2$$

一方コードでは流路面積を \cos カーブで表わすので

$$A(X) = \pi R^2 + \alpha (1 - \cos kX) \simeq \pi R^2 + \alpha \left\{ \frac{(kX)^2}{2} \right\}$$

とすれば X の一次の項を無視して（これは波面を半球で近似することになる。）

$$\alpha \frac{(kX)^2}{2} \simeq 2\pi X^2$$

$$\therefore \alpha k^2 = 4\pi$$

こうして α 及び k を選ぶと x の小さい範囲では、コードの流路面積と波面面積が一致する。

(Fig. 4.4.4 参照)

次に計算結果を示す。(Fig. 4.4.4 ~ 4.4.18 参照)

Fig. 4.4.4 ~ 10 は直径 1 ft の管 4.4.11 ~ 17 は 2 ft の管としてある。図からわかるように凹型の波が開口部から出ていくことがわかる。これは 4.3 で述べられた波形の歪みと同じものである。この大きさ ΔP と座標との関係を Fig. 4.4.18 に示す。波のエネルギーが波高の自乗と波面面積の積に比例し、流路面積が距離の自乗に比例することから、波のエネルギーが保存されることを示している。このことから、BURST コードの計算が妥当であることが間接的に証明されたことになる。

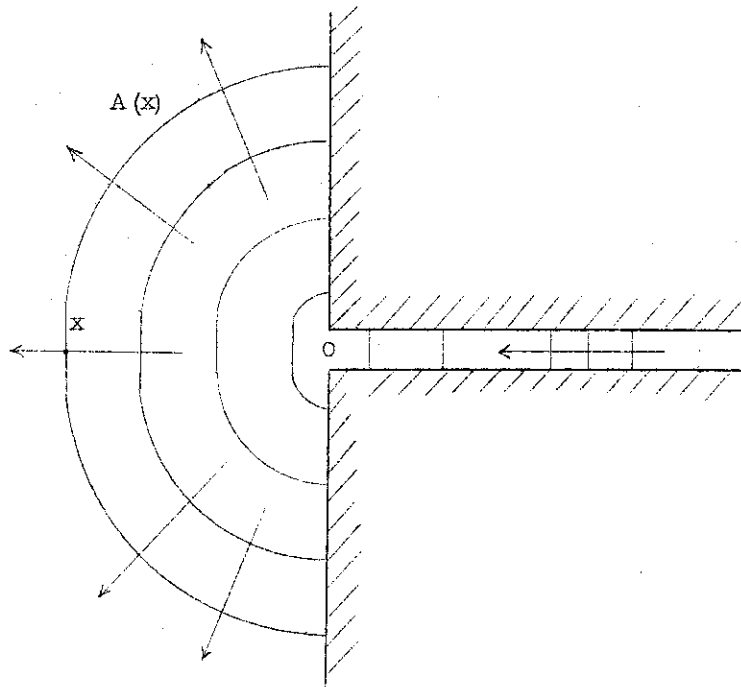
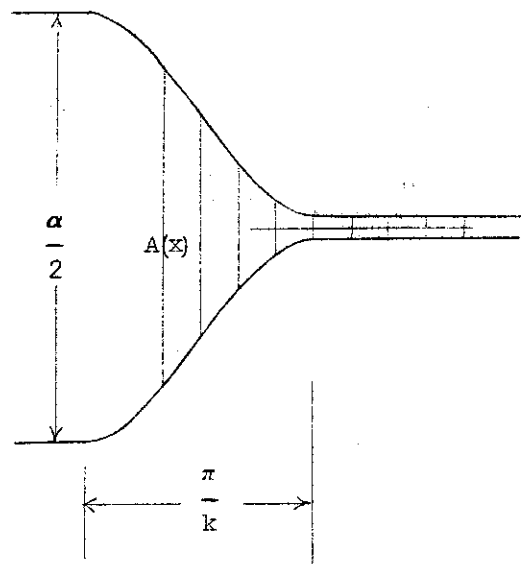
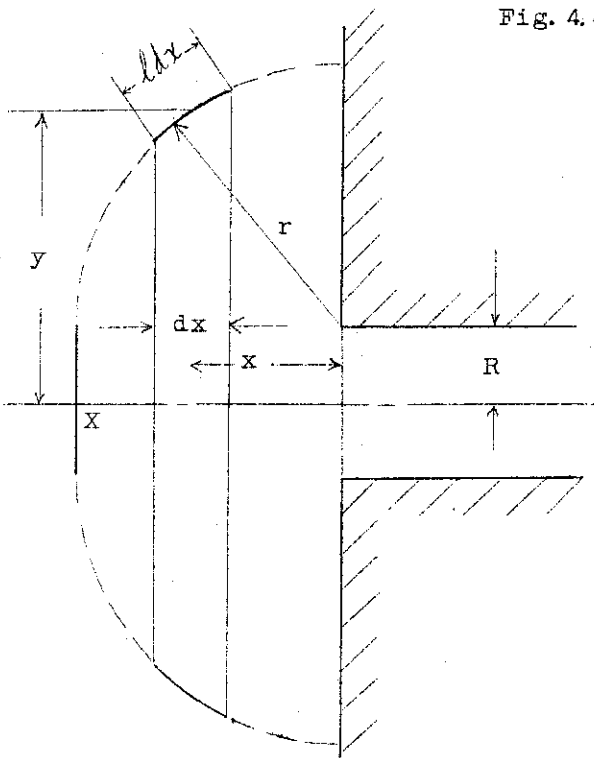


Fig. 4.4.1 Wave propagation



$$A(x) = \pi R^2 + \int_0^x 2\pi y \ell dx$$

$$y = \sqrt{r^2 - x^2} + R$$

$$\ell = \frac{r}{\sqrt{r^2 - x^2}}$$

Fig. 4.4.2 Wave front surface

Fig. 4.4.3 Flow area in the calculation

CASEX1

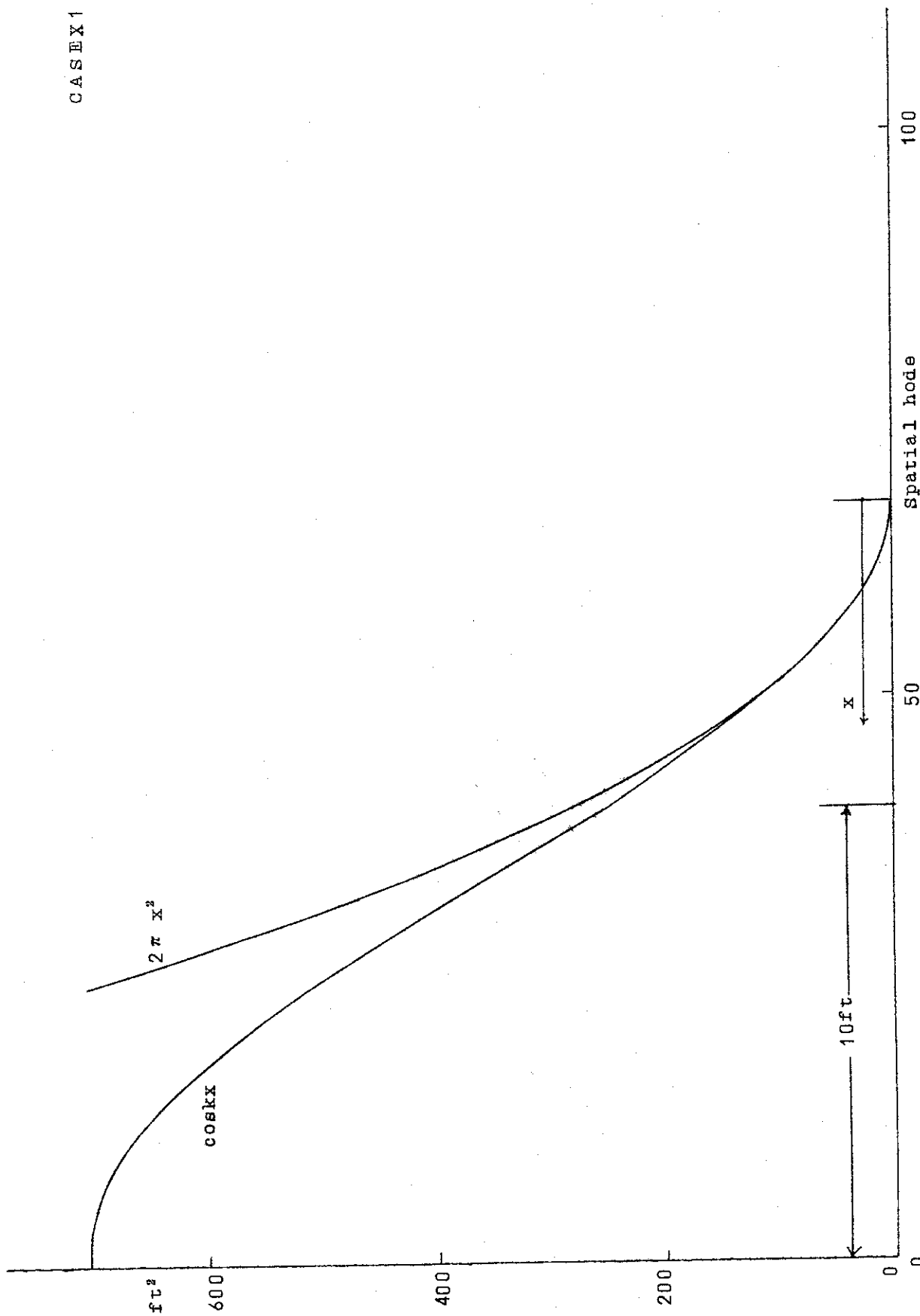


Fig. 4.4.4 Flow area

CASEX1

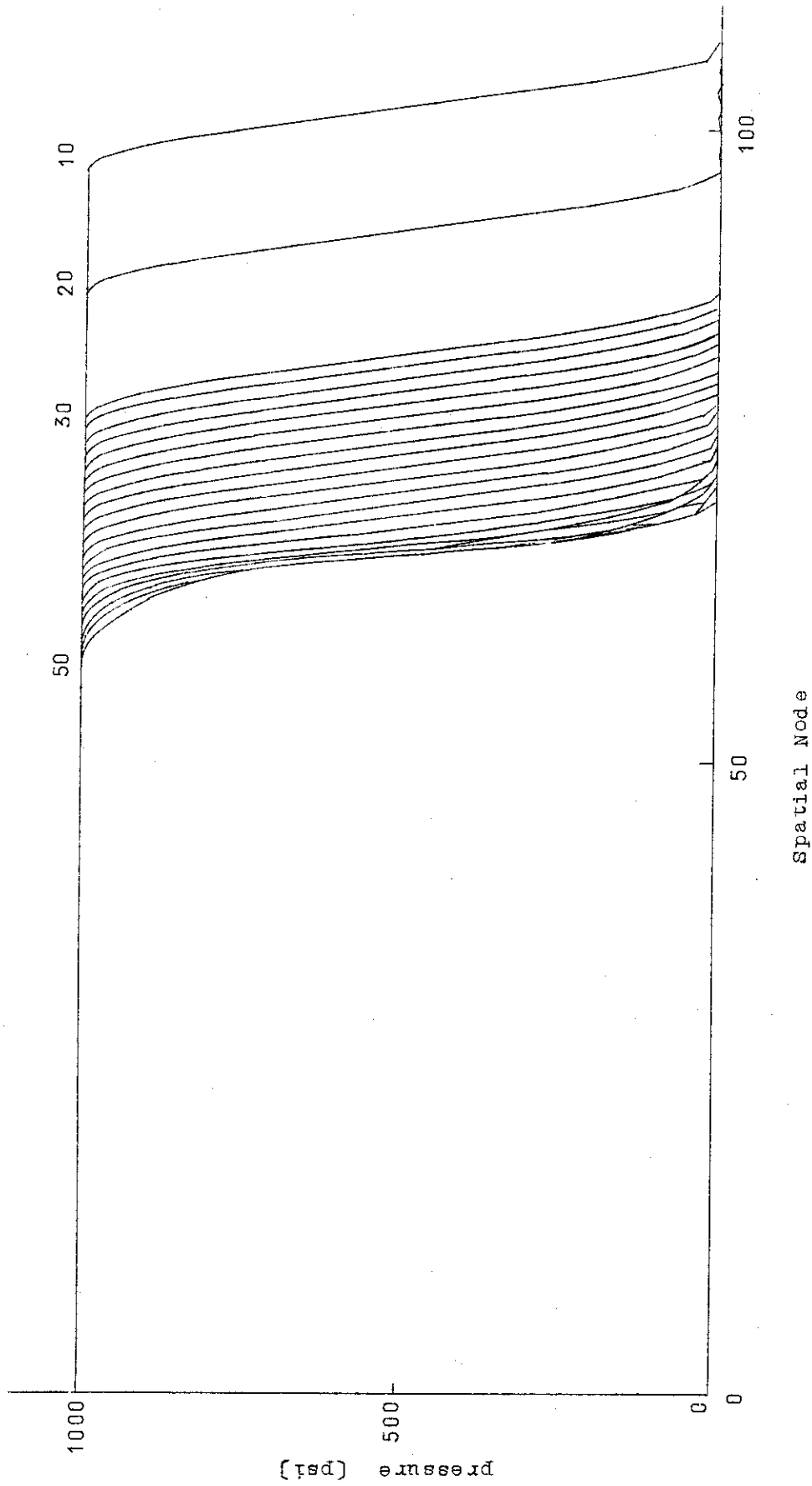


Fig. 4.4.5 Wave propagation

CASEX1

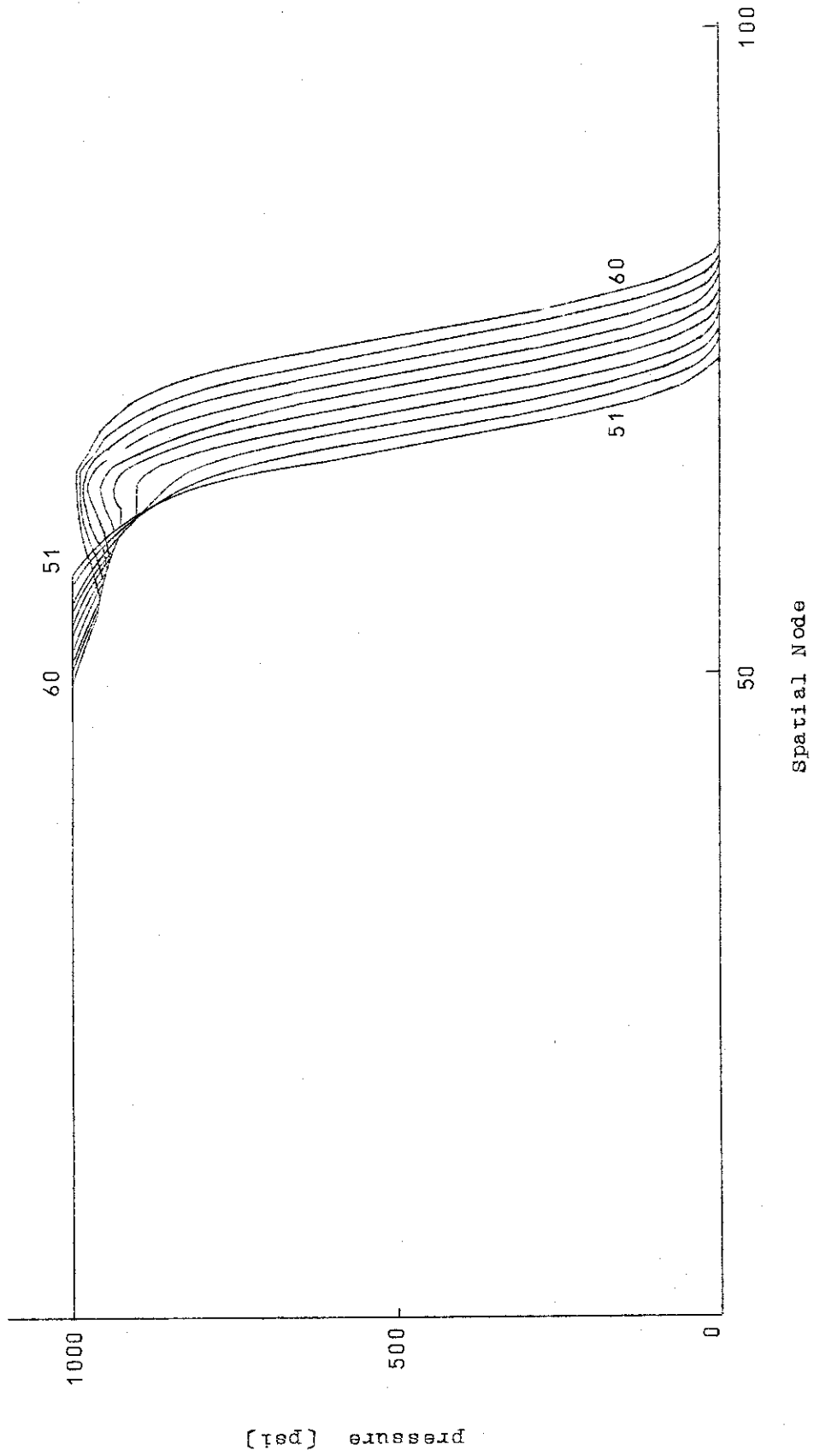
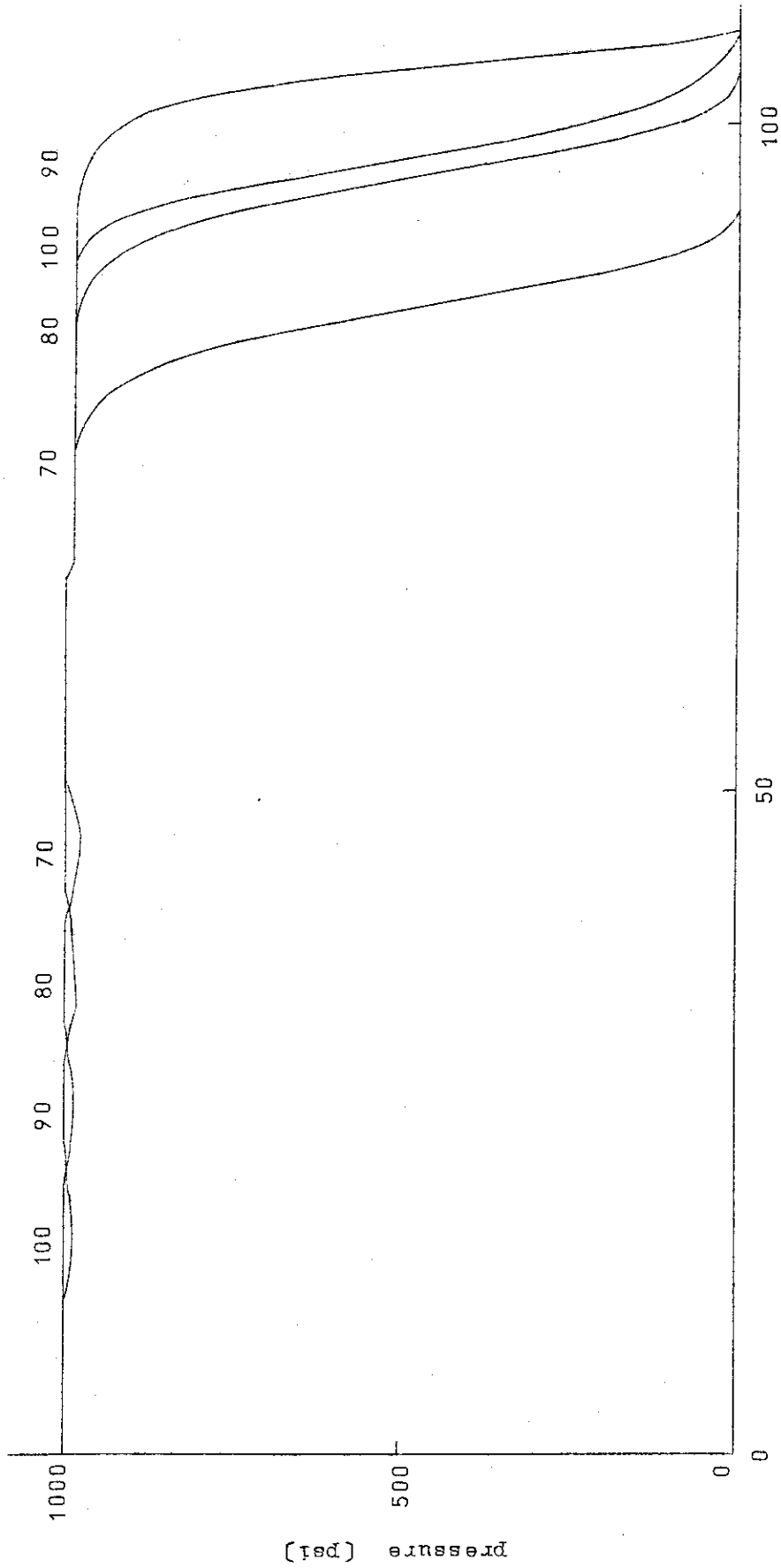


Fig. 4.4.6 Wave propagation

CASEX 1



Spatial Node

Fig. 4.4.7 Wave propagation

CASEX1

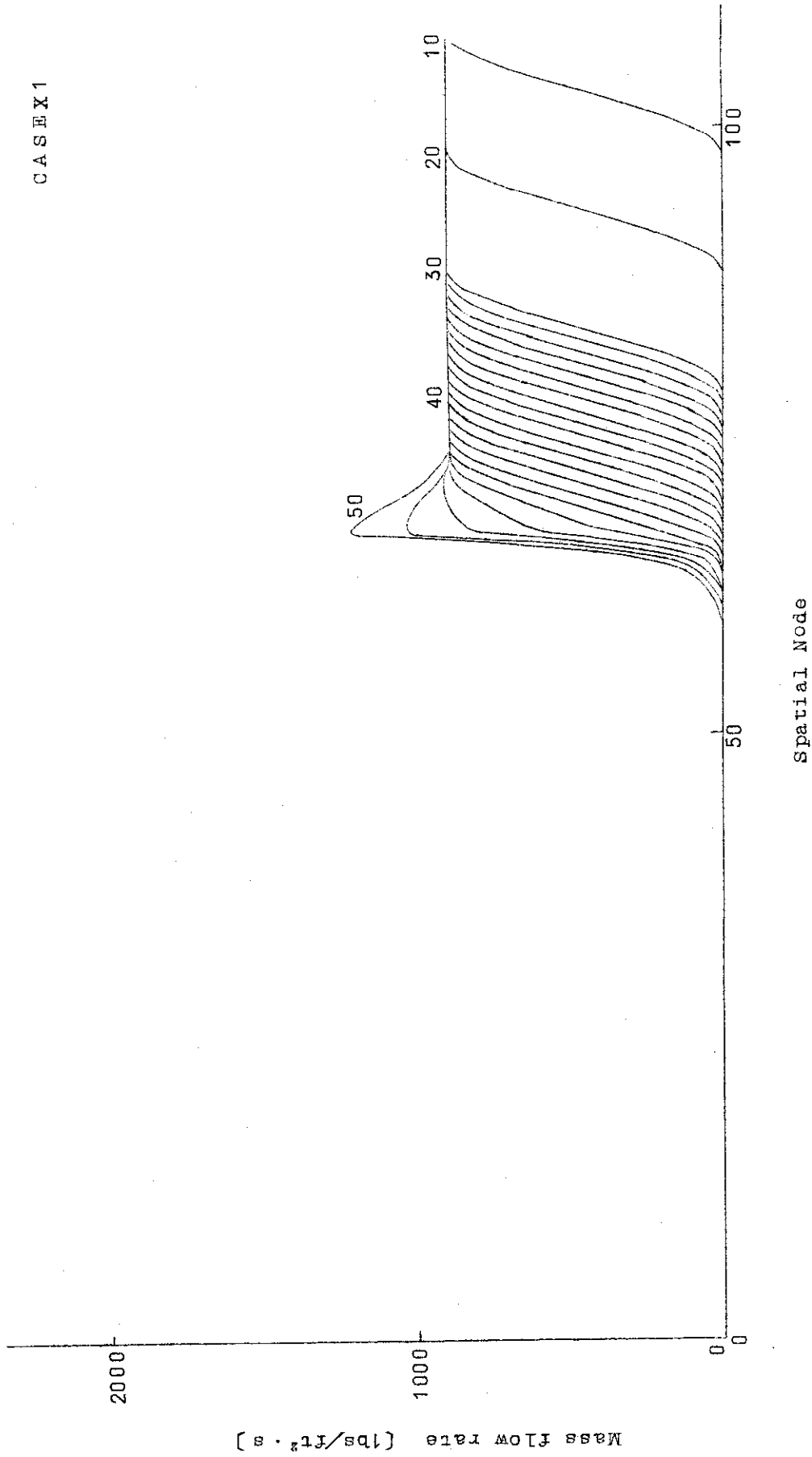


Fig. 4.4.8 Mass flow rate

CASEX1

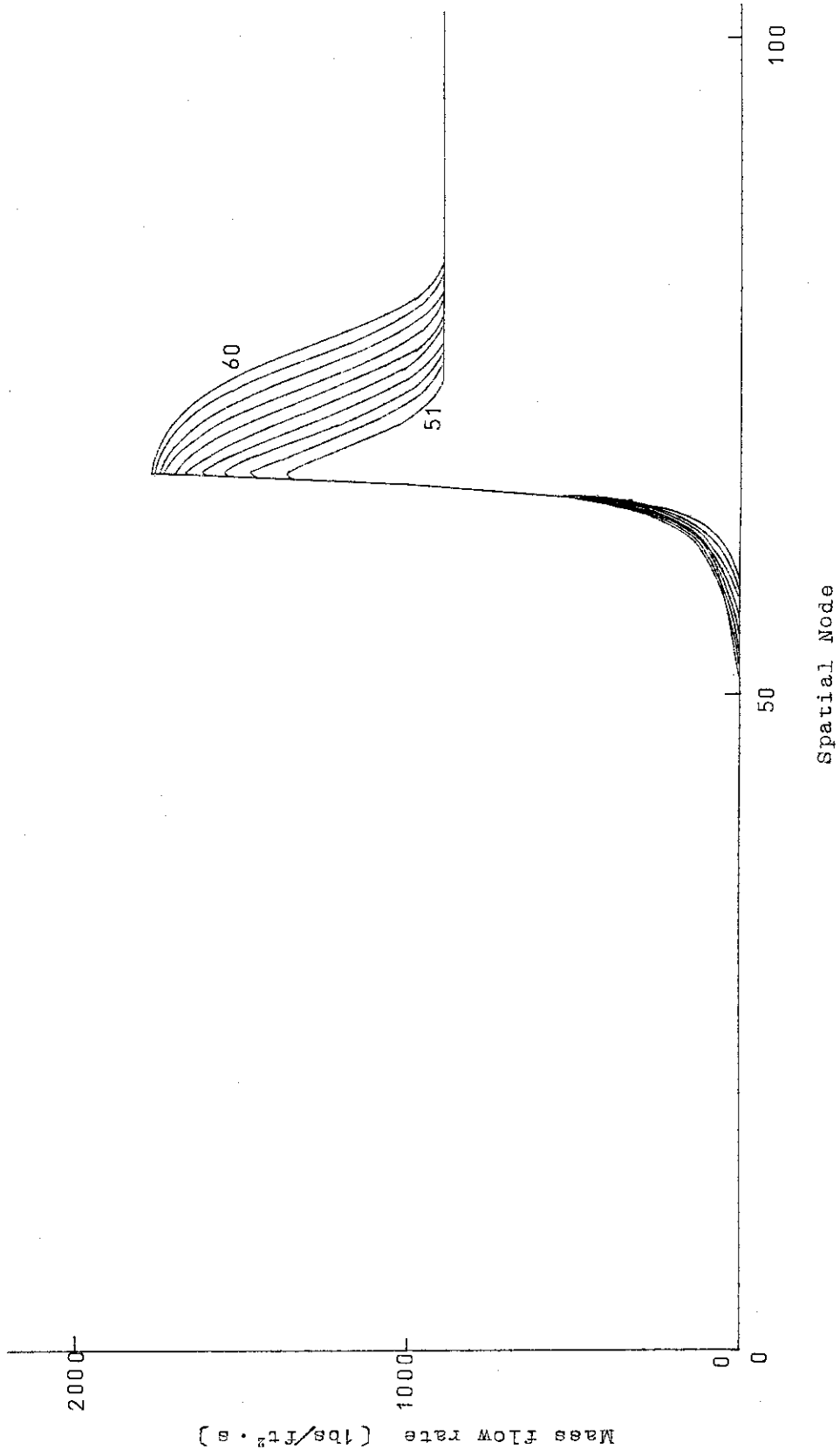


Fig. 4.4.9 Mass flow rate

CASEX1

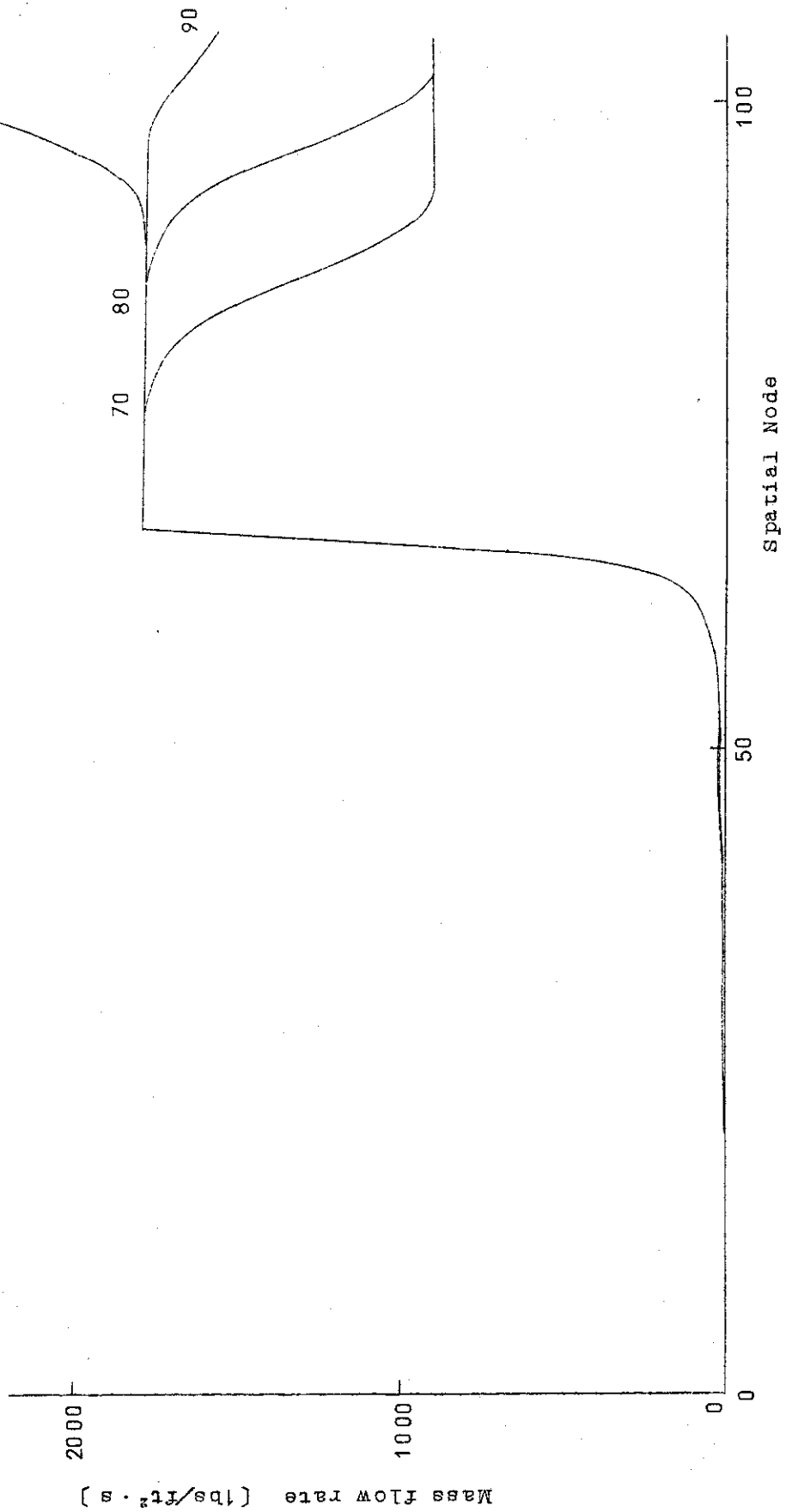
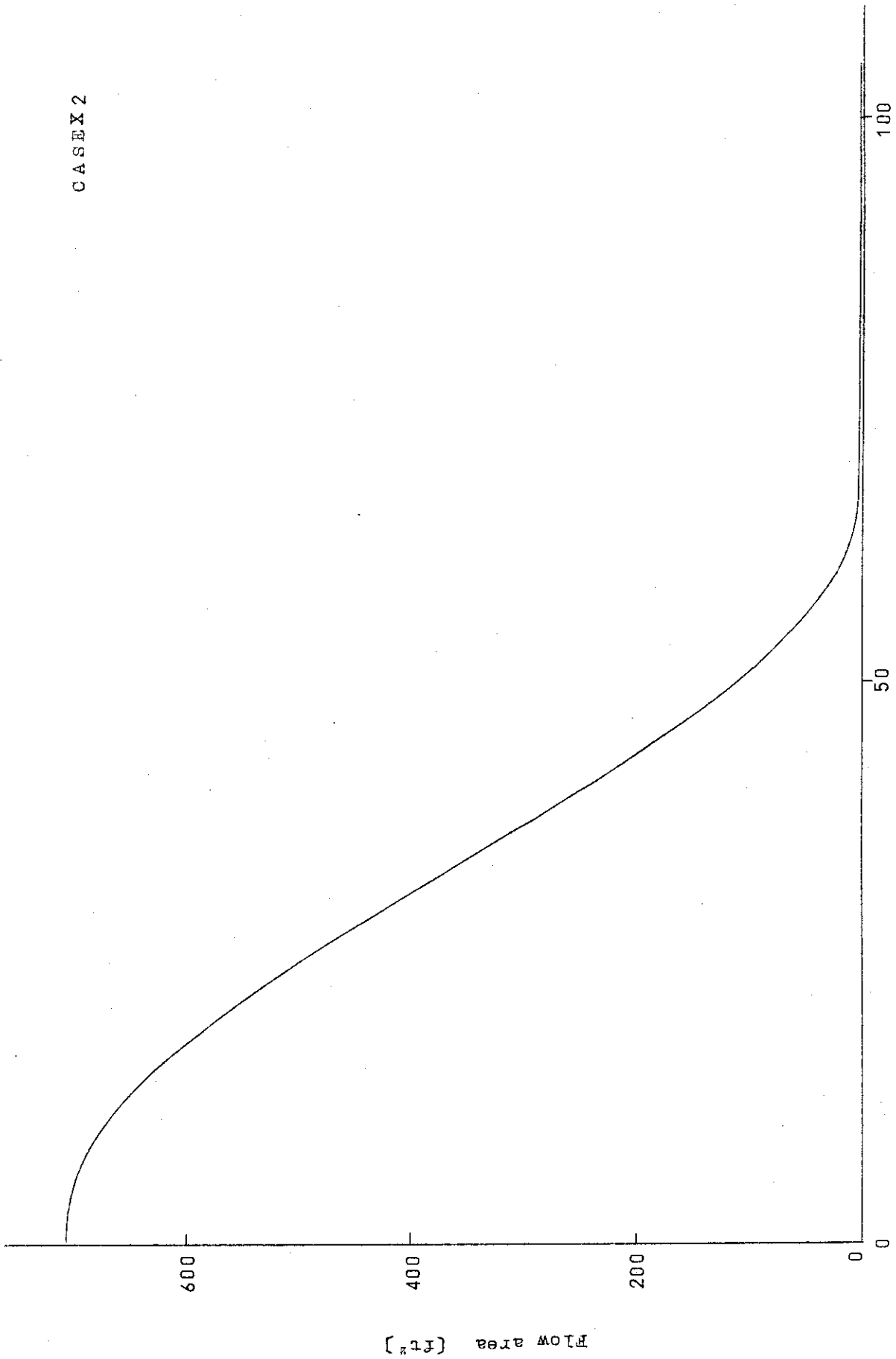


Fig. 4.4.10 mass flow rate

CASEX 2



Spatial Node

Fig. 4.4.11 Flow area

CASEX 2

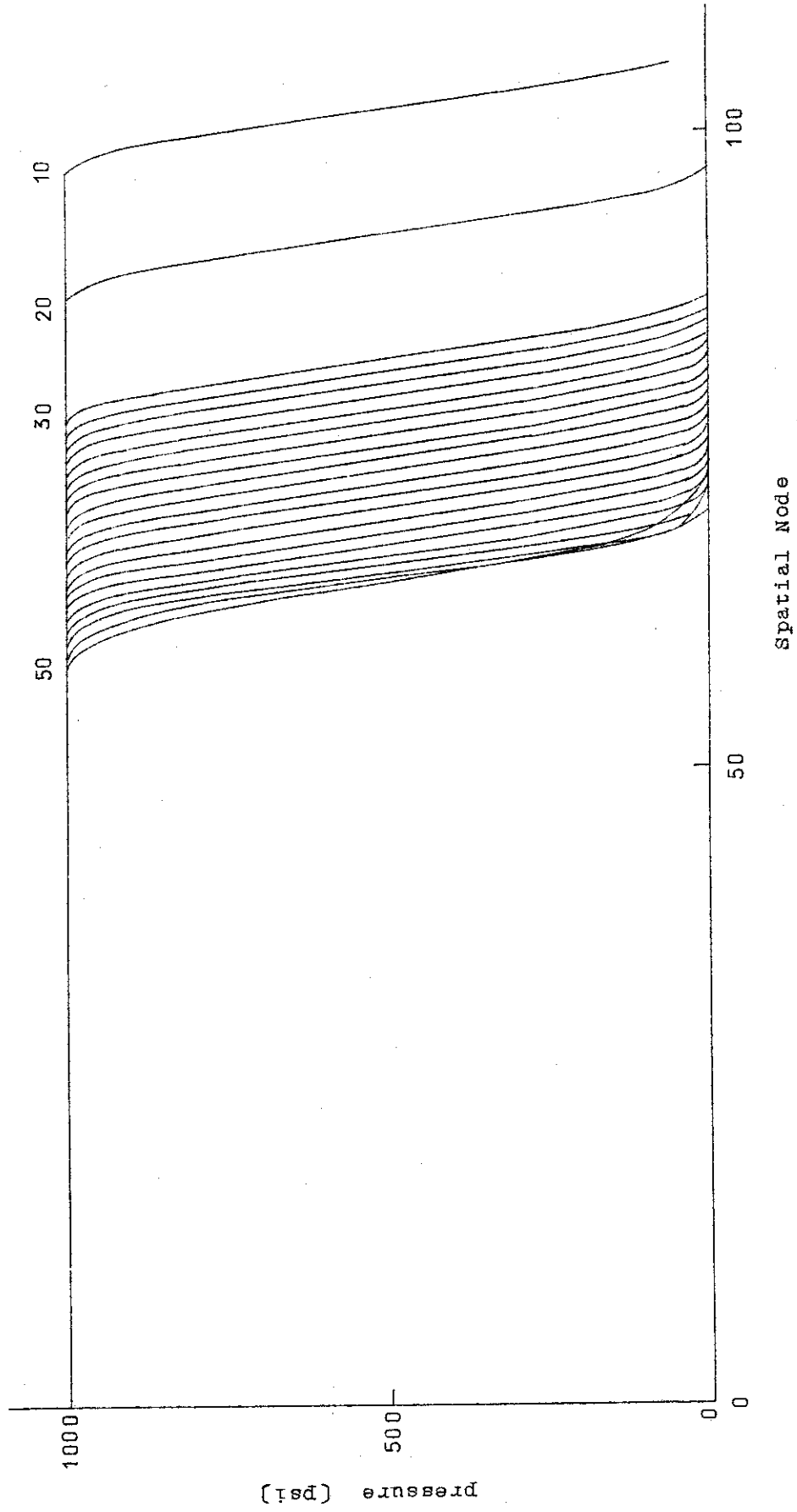


Fig. 4.4.12 Pressure wave propagation

CASEX 2

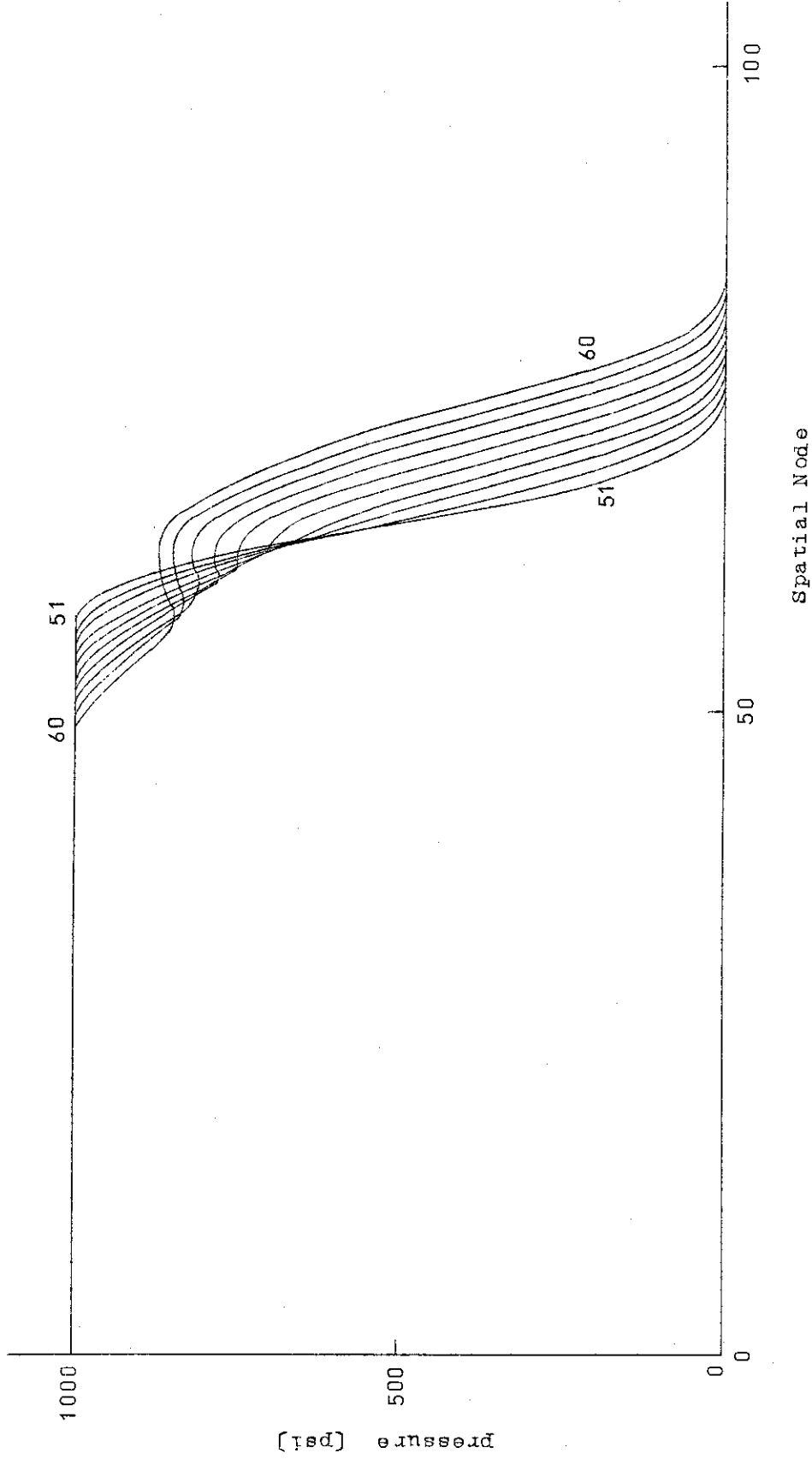


Fig. 4.4.13 Pressure wave propagation

CASEX2

JABRI-M 4473

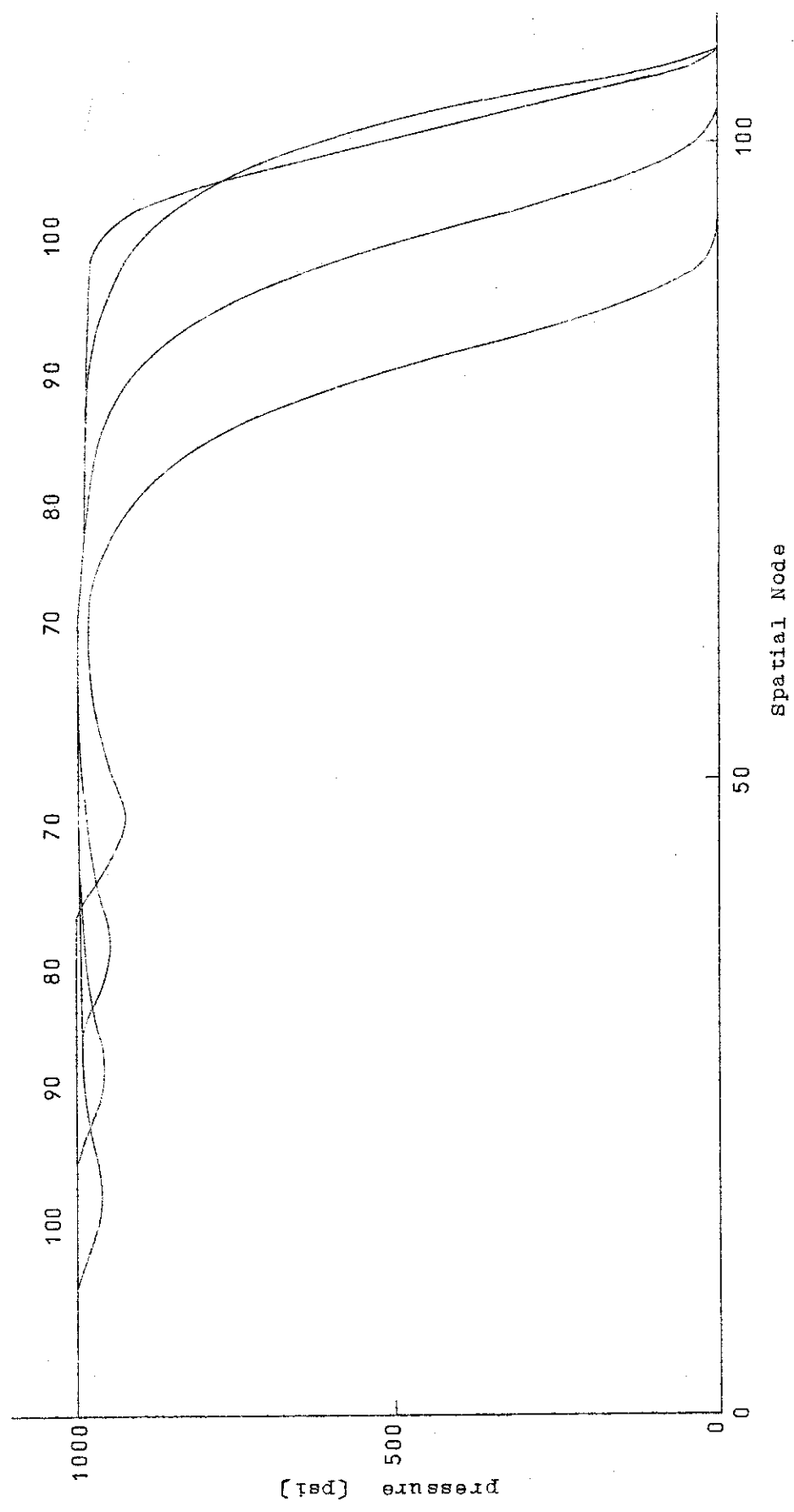


Fig. 4.4.1 4 Pressure wave propagation

CASEX 2

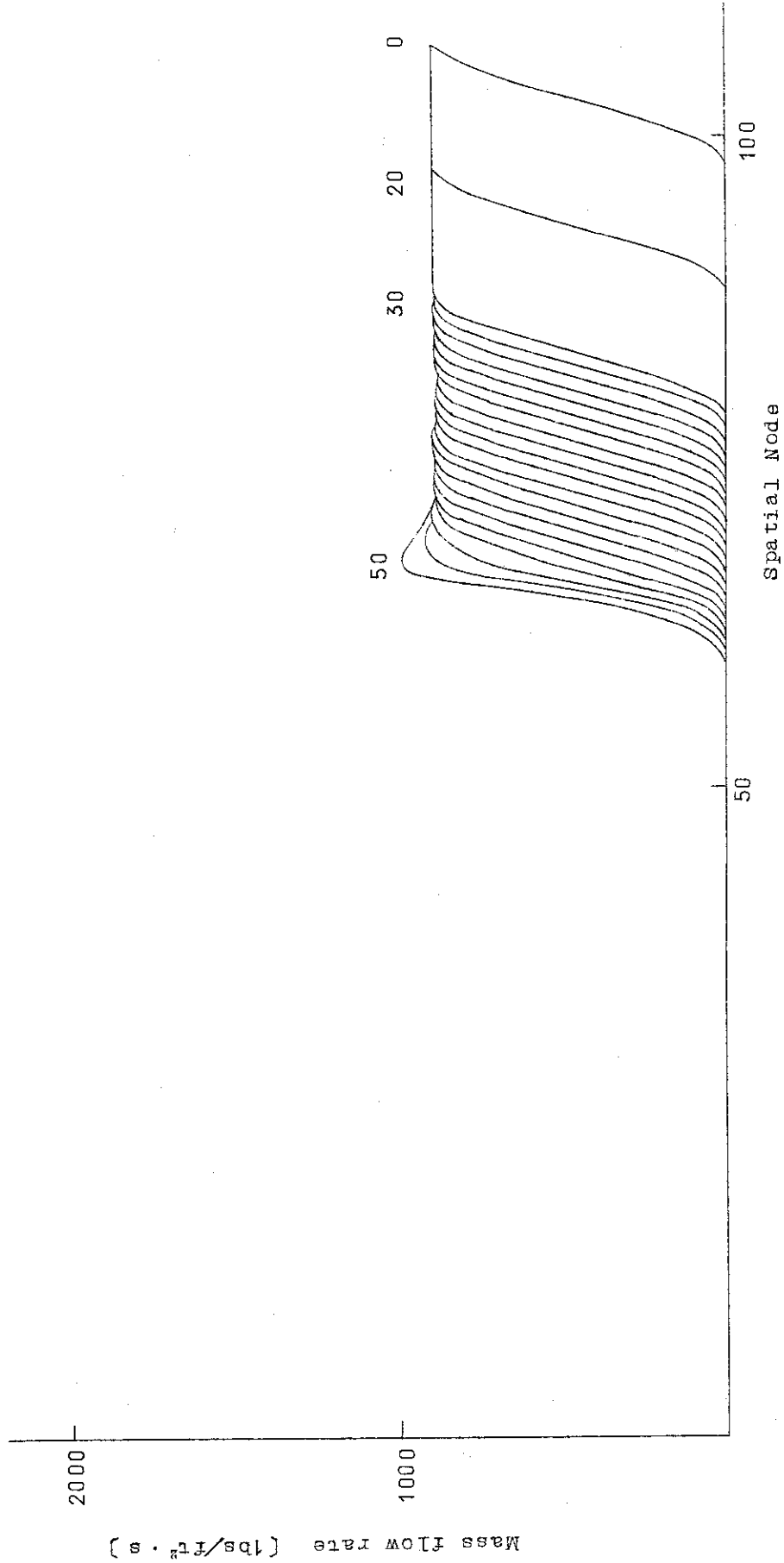


FIG. 4.4.15 Mass flow rate

CASEX2

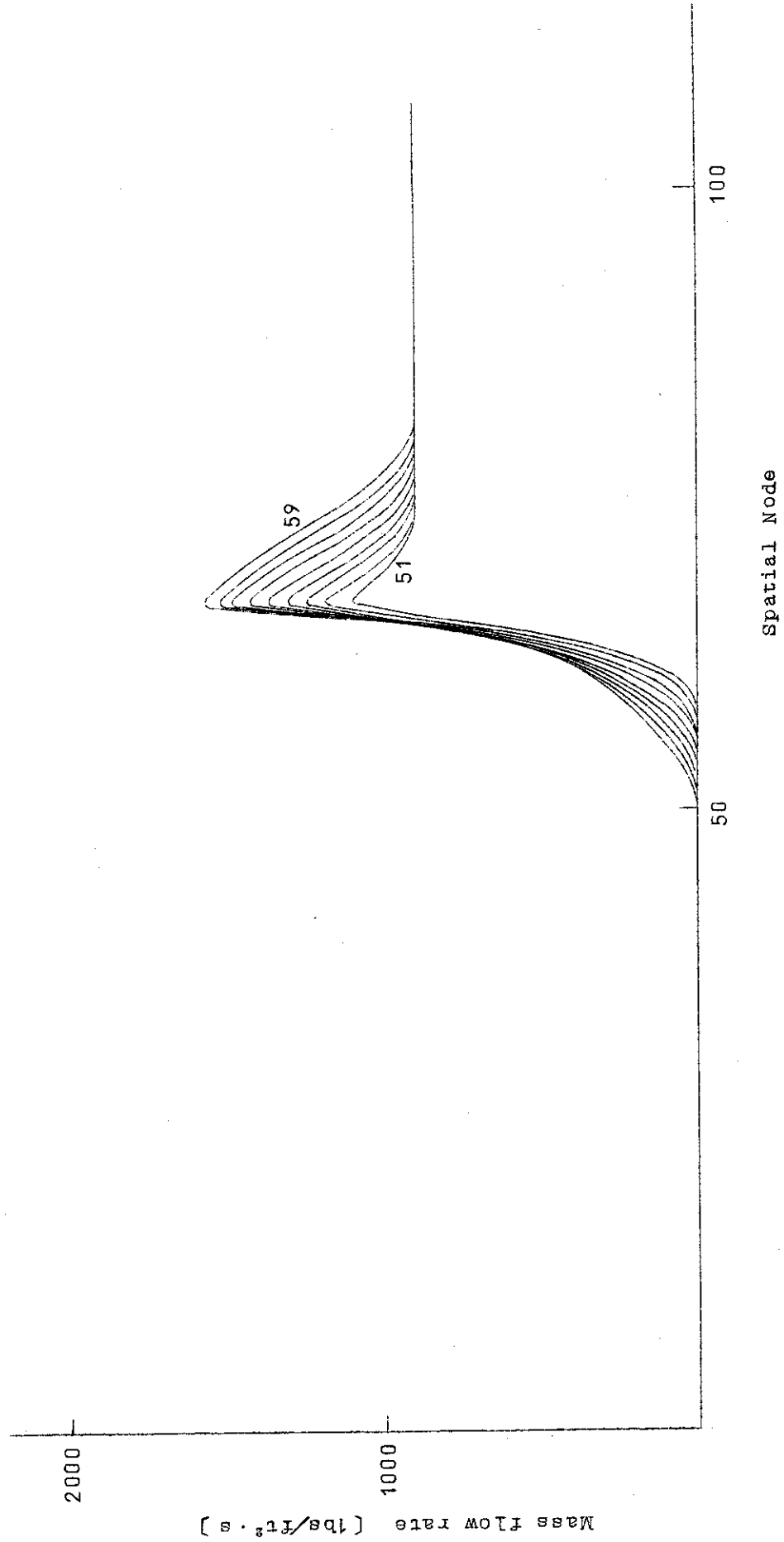


Fig. 4.4.16 Mass flow rate

CASEX 2

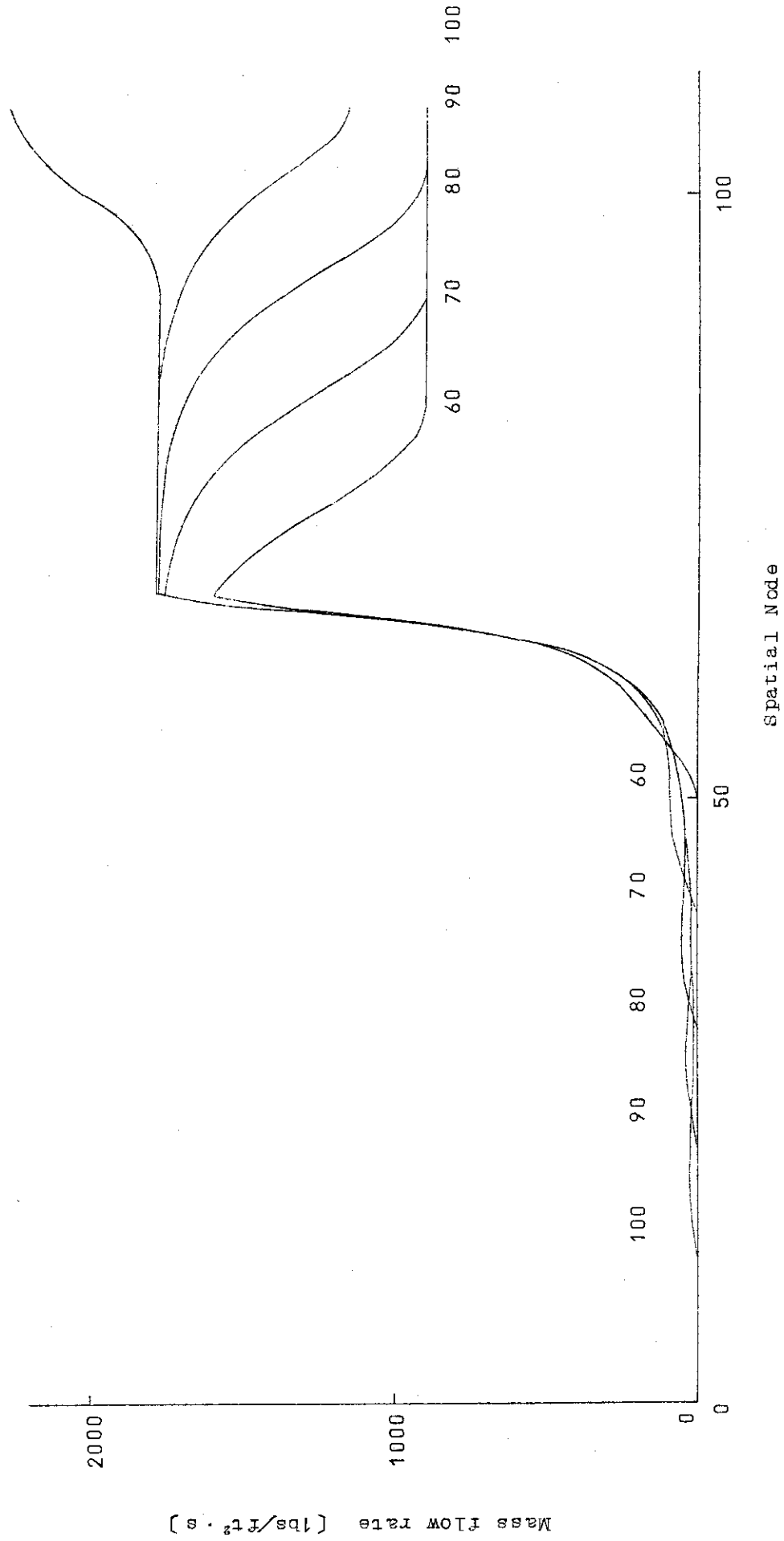


Fig. 4.4.17 Mass flow rate

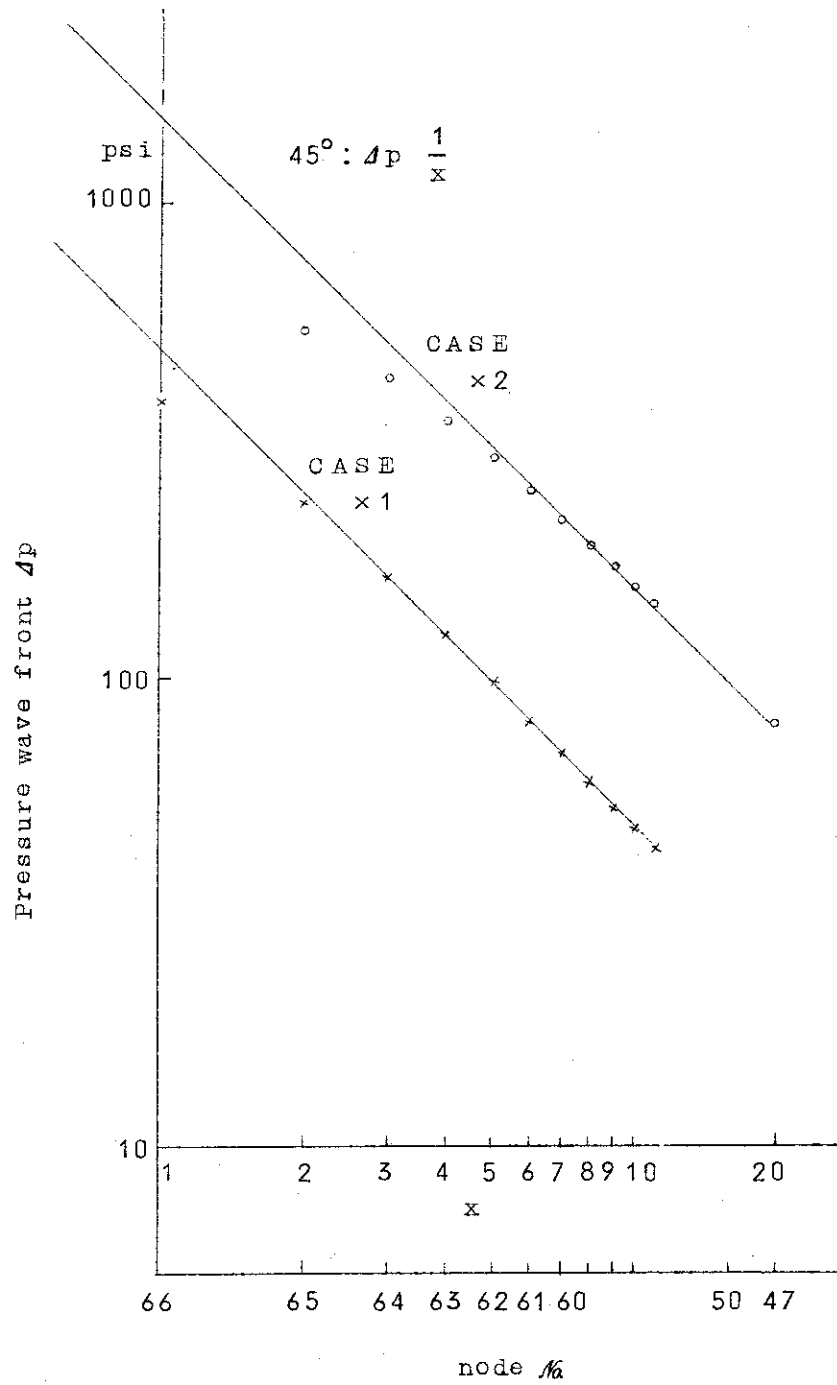


Fig. 4.4.18 Decay of pressure wave

4.5 時間空間メッシュ巾と計算精度

時間空間メッシュ巾と計算精度の関連を調べるためにメッシュ巾を変えて計算を行なってみた。

4.5.1 空間メッシュ巾

空間メッシュ巾の上限はアダプター長さ及び波長と関係がある。アダプター長さに関しては、メッシュ巾 0.1 ft で 2 つの管の断面積比 20 : 1 の時、1 ft 同じく 10 : 1 の時、0.5 ft の長さのアダプターを設ければ十分であるとされている。逆に言えばアダプター長さを決めると、メッシュ巾の上限が決まる。

次に Fig. 4.5.1 に波長の短い時の計算例を示す。これは直径 1 ft の管と 2 ft の管を長さ 10 ft のアダプターでつないだ形状についての計算で、メッシュ巾が 0.25 ft 波長が 1.5 ft (波の長さは破断部圧力の降下時間と音速によってきまる) であり、6 箇のメッシュ点で波を表わしていることになる。この時、タイムステップ 10 の時顕著なように波面の後ろに振動が現われる。Fig. 4.5.2 に同じ形状で波長の長い場合 (2.5 ft) を示す。この計算では波面の後ろの振動は現われない。Fig. 4.3.2 は同じ形状で、同じ波長 (2.5 ft) でメッシュ巾を 0.1 ft とした結果である。この計算によれば Fig. 4.5.2 とほとんど同じ結果が得られている。これは波を表わすのには波長の $\frac{1}{10}$ のメッシュ巾で十分であることを意味する。

4.5.2 タイムステップ巾

BURST ではタイムステップ巾 Δt はコード中で計算され、波が 1 空間メッシュ Δz を伝わる時間と関係があり、

$$\Delta t = \frac{\Delta z}{a + |u|} \cdot Ft$$

$$Ft \leq 1$$

で与えられる。ここでは Ft はインプットで与える定数、 a は音速、 u は流体の流速である。 Ft は 0.985 が良いとされ以上の計算はすべてこの値を用いた。Fig. 4.5.3 ~ 4 に Ft を 0.5 とした時の結果を示す。これは Fig. 4.3.4 ~ 4.3.10 に示されているものとほぼ等しい形状であり、アダプター前後の管の長さだけが異なっている。計算はほとんど同じ結果であり Ft が小さい場合も計算精度に影響しないことを示す。因みに、Fig. 4.5.3 ~ 4 と Fig. 4.3.4 ~ 10 におけるタイムステップ番号と時間の関係が TABLE 4.5.1 に示されている。

CASEX 8

150
140
130

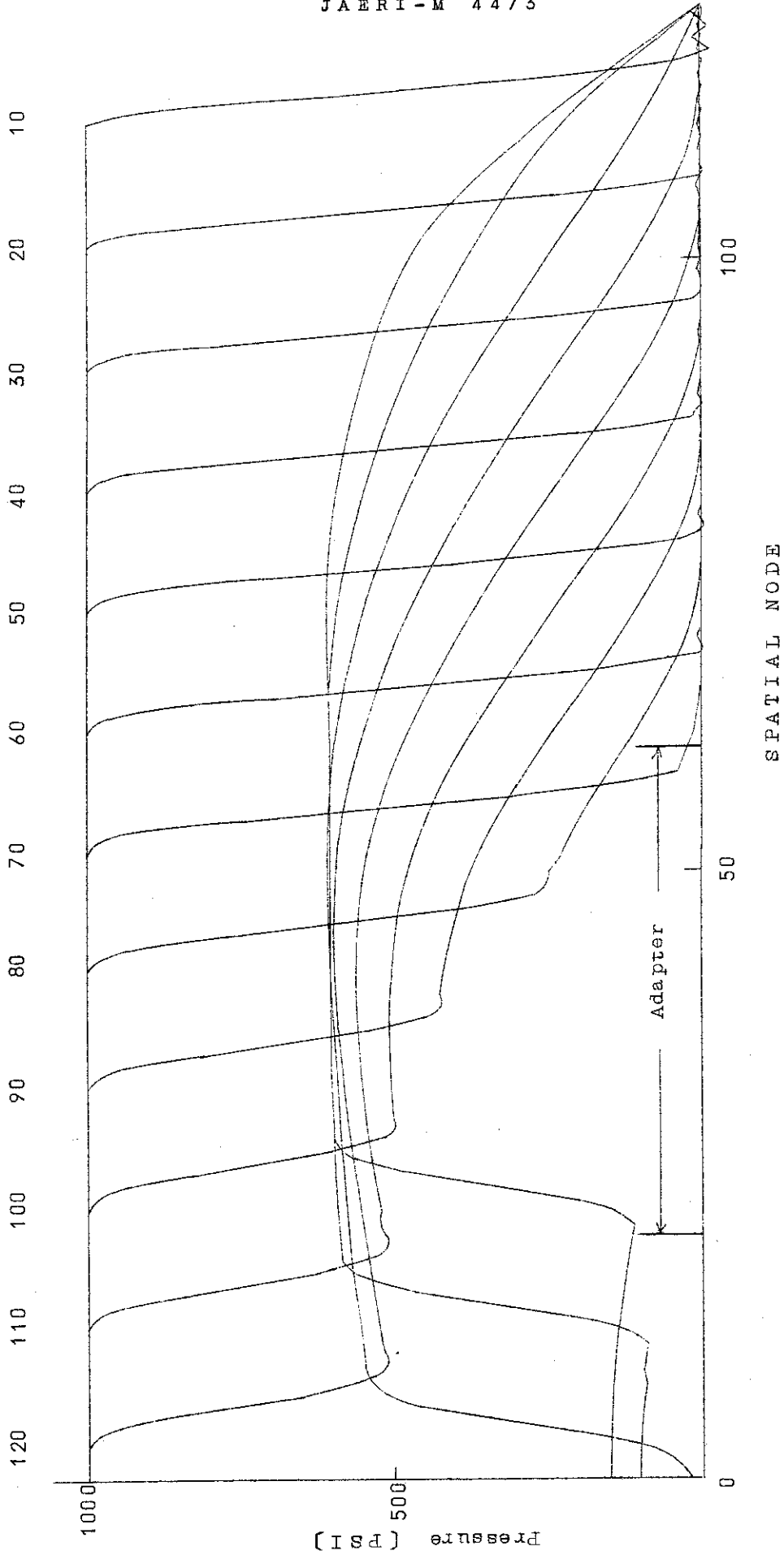


Fig. 4.5.1 Pressure oscillations following the wave front

CASEX3

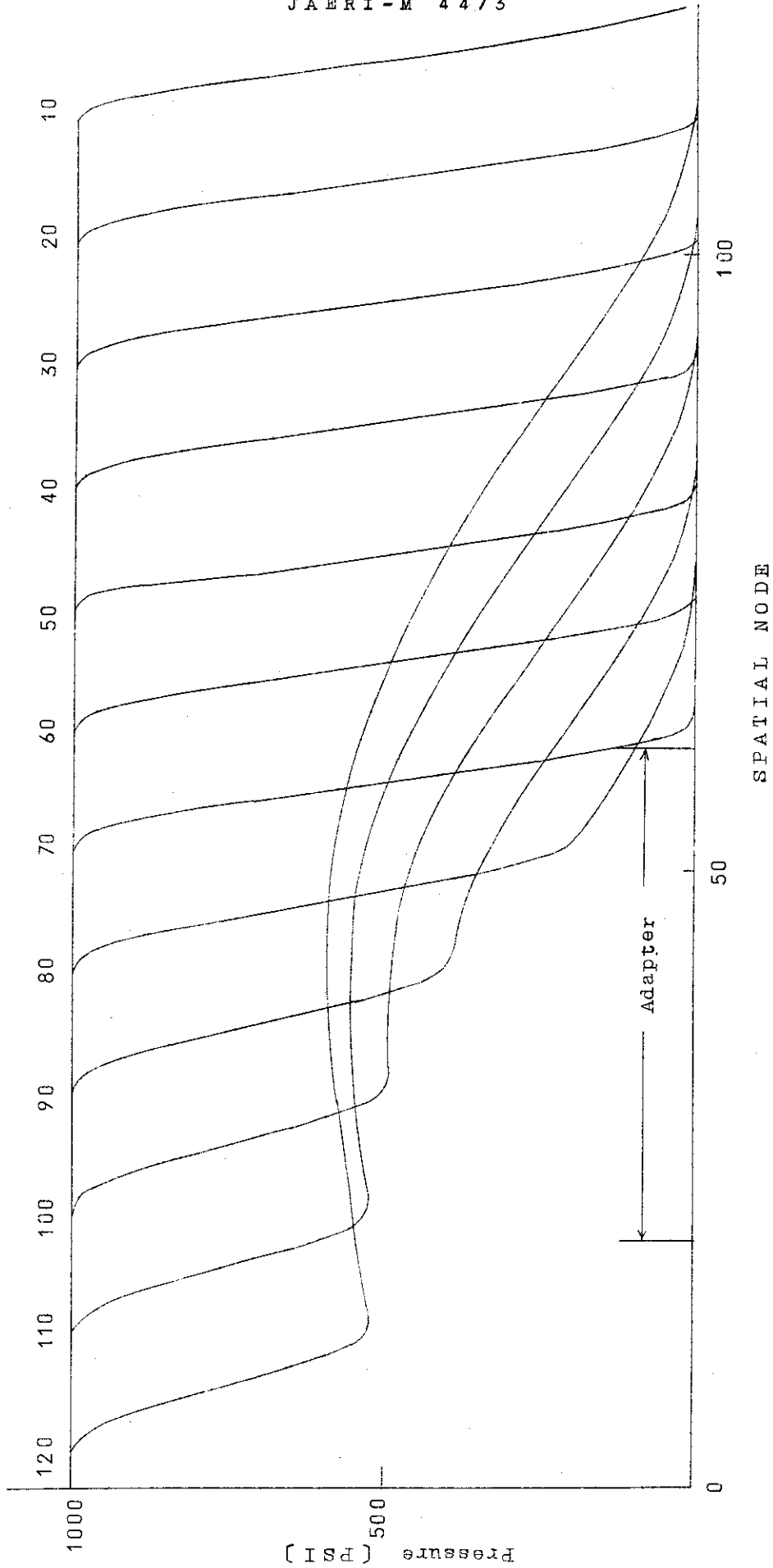


Fig. 4.5.2 Large wave length

TABLE 4.5.1 Time Step and Time

Fig. 4.5.3~4.5.4		Fig. 4.3.4~4.3.10	
Time Step	Time	Time Step	Time
20	0.194	10	0.191
40	0.387	20	0.381
60	0.580	30	0.571
80	0.773	40	0.761
100	0.966	50	0.951
120	1.158	60	1.141
140	1.351	70	1.331
		80	1.520

CASEY 5

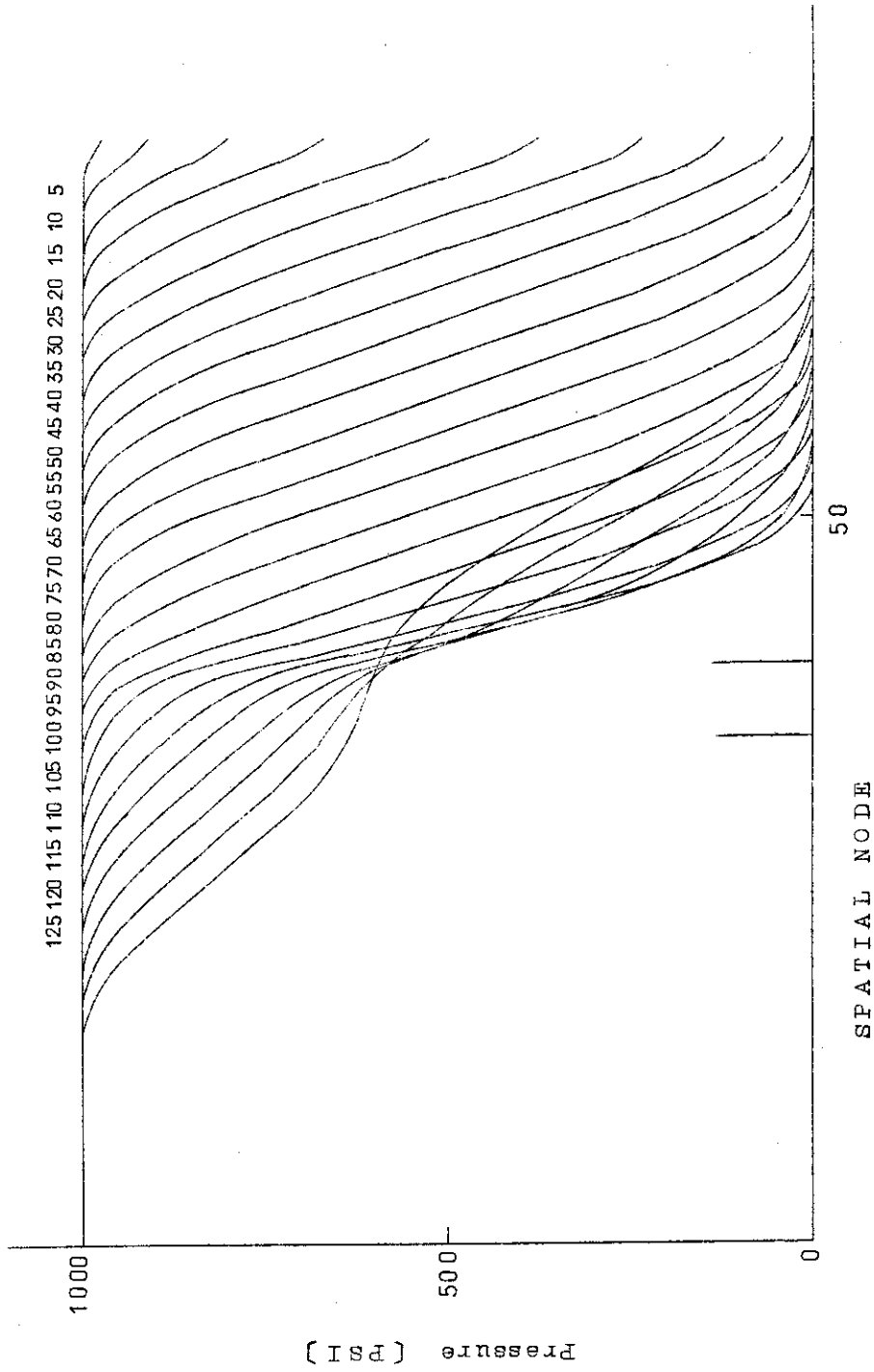


Fig. 4.5.3 Small time step 1

CASEY 5

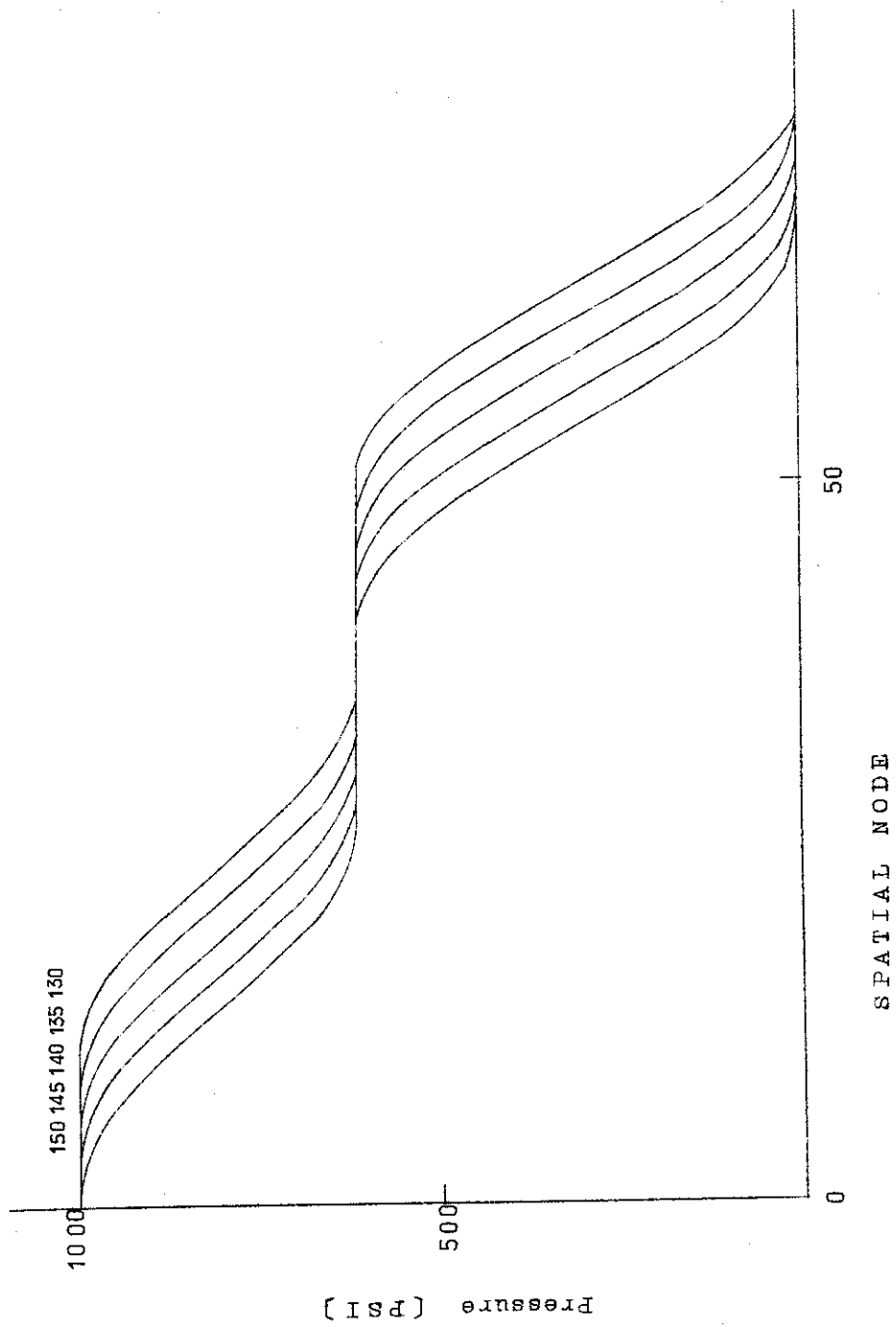


Fig. 4.5.4 Small time step 2.

5. BURSTコード使用上の注意事項

今回の解析を通じて明らかとなった使用上の注意事項は次の通りである。

- (1) 適用できる体系は摩擦のない非加熱流路に限る。
- (2) 物性値関係式が圧力とエンタルピーの一次結合であるため、未飽和水および過熱蒸気（系の変動巾が小さい場合に限る）等の单相流体系に適用できる。
- (3) 流路形状については、流路断面積変化が階段状に変化するような体系を扱うことができず、これを、余弦波状の変化（アダプター）で近似する必要がある、アダプター長の選び方に注意を要する。
- (4) 破断口における圧力外乱の指定如何によって、結果が大きく相違する場合があります、外乱の設定には注意が必要である。
- (5) 空間メッシュ巾の設定にあたっては、アダプター断面積比とアダプター長、および、印加される外乱圧力波形の両者を考慮する必要がある。アダプターについては、断面積比が10の場合には、空間メッシュ巾をアダプター長の5分の1以下にする必要がある。又、外乱圧力波形が空間的に10点程度のメッシュ点によって記述される必要がある。
- (6) 蒸気体系を扱う場合には、物性値関係式が一次式で近似の精度を保ちうるように、変化巾（外乱の大きさ）を低く抑える必要がある。
- (7) このコードで算出される動的荷重の計算結果を活用するためには、当該流路区分の両端の流路断面積が等しくなるような区分設定を行なう必要がある。又、この計算結果には若干の誤差が含まれることに注意すべきである。
- (8) 破断口にオリフィスが設けられていて、これをアダプター（余弦関数状断面積変化部分）によって近似する場合には、破断点での流路断面積を正しく表わすために、アダプター下流に短かい直管部を付加しておく必要がある。これは、メッシュ点の配置および点数の計算に実数の割算を用いているためである。
- (9) 時間メッシュ巾を定めるための係数 Δt としては、0.98を用いれば良い。
- (10) 未飽和水放出の体系においても、外乱圧力変化巾が大きいと、流路内に負圧（引張応力）を生ずることがあるが、このような場合には、計算が妥当であると考えられるのは、負圧を発生する迄の時間であり、それ以降については仮想的な結果と考えるべきであろう。

6. 結 論

一次元流路中の圧力波伝播現象解析コードBURSTの妥当性を検証し、その使用技術を確立するためにいくつかの解析計算を遂行したが、その結果、次のような結論を得た。

- (1) 単純な流路についての計算結果は理論的な解と一致し、計算モデルおよび数値解法は妥当である。
- (2) このコードは、流路形状、放出流体、印加外乱、および流路の特性等についての適用限界が存在するので、使用に当っては充分の配慮が必要である。
- (3) 動的荷重計算方法に難点があり、若干の数値誤差を生ずることが認められるので、今後、この面での改良が必要である。
- (4) 複雑な体系（たとえば原子炉系）についての近似計算によっても、数多くの有益な情報が得られるので、今後、この利用技術の面を開発展開してゆくことが望ましい。
- (5) このコードのモデルは極めて一般的な基本方程式に基いており、若干の改良によって、その適用限界を大きく拡げ得るものと考えられる。

尙本報に述べた解析計算の結果に基いて、次のような作業が引続き進行中であることを付記しておく。

- (1) プログラムの改良
 - (i) 動的荷重計算方式の改良
 - (ii) 物性値関係式の改良（蒸気表の導入，二相流体系への拡大）
 - (iii) 無限大容量溜部の導入
 - (iv) プロッタールーチンの作成
- (2) 解析計算
 - (i) 蒸気および2相流体系の圧力波伝播現象
 - (ii) LOFT模擬放出実験の解析

7. 謝 辞

BURSTコードはPhillips Petroleum Co. (現在 Idaho Nuclear Corp.) の好意により入手された。

このコードの変換整備については、伊藤忠電子計算サービス株式会社の今西 肇氏に負うところが大きかった。又、計算結果の整理にあたっては、額賀 あや子氏、および、山本喬子氏の援助を得た。

尙本報をまとめるにあたっては、同専門部会WHAMコード整備グループの三竹 晋，安達公道，大田 克己，森 繁彦の各氏との討論が極めて有益であった。深く感謝の意を表す。

6. 結 論

一次元流路中の圧力波伝播現象解析コードBURSTの妥当性を検証し、その使用技術を確認するためにいくつかの解析計算を遂行したが、その結果、次のような結論を得た。

- (1) 単純な流路についての計算結果は理論的な解と一致し、計算モデルおよび数値解法は妥当である。
- (2) このコードは、流路形状、放出流体、印加外乱、および流路の特性等についての適用限界が存在するので、使用に当っては充分の配慮が必要である。
- (3) 動的荷重計算方法に難点があり、若干の数値誤差を生ずることが認められるので、今後、この面での改良が必要である。
- (4) 複雑な体系（たとえば原子炉系）についての近似計算によっても、数多くの有益な情報が得られるので、今後、この利用技術の面を開発展開してゆくことが望ましい。
- (5) このコードのモデルは極めて一般的な基本方程式に基いており、若干の改良によって、その適用限界を大きく拡張得るものと考えられる。

尙本報に述べた解析計算の結果に基いて、次のような作業が引続き進行中であることを付記しておく。

- (1) プログラムの改良
 - (i) 動的荷重計算方式の改良
 - (ii) 物性値関係式の改良（蒸気表の導入，二相流体系への拡大）
 - (iii) 無限大容量溜部の導入
 - (iv) プロッタールーチンの作成
- (2) 解析計算
 - (i) 蒸気および2相流体系の圧力波伝播現象
 - (ii) LOFT模擬放出実験の解析

7. 謝 辞

BURSTコードはPhillips Petroleum Co.（現在 Idaho Nuclear Corp.）の好意により入手された。

このコードの変換整備については、伊藤忠電子計算サービス株式会社の今西 肇氏に負うところが大きかった。又、計算結果の整理にあたっては、額賀 あや子氏、および、山本喬子氏の援助を得た。

尙本報をまとめるにあたっては、同専門部会WHAMコード整備グループの三竹 晉，安達公道，大田 克己，森 繁彦の各氏との討論が極めて有益であった。深く感謝の意を表す。

参 考 文 献

- (1) R. P. Rose, G. H. Hanson and G.A. Jayne, "Hydrodynamics describing acoustic phenomena during reactor coolant system blowdown", IDO-17254 (1967)
- (2) G. H. Hanson and J. E. Anderson, "Subcooled blowdown forces on reactor system components", Trans. ANS, 12(2), 881 (1969)
- (3) 原子力コード委員会・軽水炉安全性解析コード専門部会, "軽水炉についての安全解析コードアブストラクト-I", JAERI-memo 3788 (1979)

Appendix 1 Input Requirements

Card Type	Contents	FORMAT	Remarks
1	Title	13A6	Ang alphanumeric information
2	ID, IST, NT, IOEND, NS, NCOS, NF, NL, IPPT, IPGT, IO, INTW, INTP, INRS	1415	<p>ID Problem identification number</p> <p>IST Set to 0.</p> <p>NT Number of the last time step</p> <p>IOEND =0 right end only is open =1 both ends open</p> <p>NS Total number of sections in the system.</p> <p>NCOS A section is a pipe or an adapter. (NS<51)</p> <p>NF Number of half cycle cosines in the exit pressure history (NCOS≤28)</p> <p>NL Number of free body forces to be calculated (NF≤51)</p> <p>NL Number of legs or straight components, in the system (NL≤61)</p> <p>IPPT Set to 0.</p> <p>IPGT Set to 0.</p> <p>IO Printout control</p> <p>=0 P</p> <p>=1 P and H</p> <p>=2 P and G</p> <p>=3 P, H, and G</p>

G. T. No.	Contents	FORMAT	Remarks
	(Continued)	<p>INTW Printout frequency</p> <p> ≥ 0 Printout every INTW time steps.</p> <p> < 0 Frequency varies, another control card needed</p> <p>INTP Set to 0.</p> <p>INRS Set to 0.</p>	
3	(D(I), S(I), I=1, NS), D(NS+1), DX	8F10.5	<p>D(I) Diameter on left of I-th section [f]</p> <p>S(I) Length of I-th section [f]</p> <p>D(NS+1) Biameter on right of last section [f]</p> <p>DX Length of space step [f]</p>
4	$P_o, H_o, G_o, \rho_o, R_p,$ R_h, F_t		<p>P_o Initial pressure [psia]</p> <p>H_o Initial enthalpy [Btu/lb]</p> <p>G_o Initial mass velocity [lb/ft²·s]</p> <p> Set to 0.</p> <p>ρ_o Initial density [lb/ft³]</p> <p>R_p $\left(\frac{\partial \rho}{\partial p}\right)_H$ [s²/ft²]</p> <p>R_h $\left(\frac{\partial \rho}{\partial H}\right)_p$ [lb·s²/ft²]</p> <p>$\rho = \rho_o + 322 \times 144 R_p (p - p_o) + 322 \times 778 R_h (H - H_o)$</p> <p>$F_t$ Time step multiplier ($F_t < 1.0$)</p>

C. T. No.	Contents	FORMAT	Remarks
5	(TFF(I), PFF(I), I=1, NCOS)	8F10.5	Time at and of I-th half-cycle cosine in exit pressure disturbance [s] Pressure at $t=T_{ff}(I)$ [psia]
6	(JFI(K), JFR(K), XYZ(K), CL(K), CR(K), K=1, NF)	2(3I5, 5X, 2F10.3)	Mesh number on left of K-th Free body Mesh number on right of K-th free body =1 x-axis =2 y-axis =3 z-axis $\cos\alpha_c$ coeff. for left end of Free body $\cos\alpha_r$ coeff. for right end of free body
7	(JG(N), CGX(N), CGY(N), CGZ(N), N=1, NL)	2(6X, I4, 3F10.4)	Mesh number on left of N-th leg $\cos\theta_x$ for N-th leg $\cos\theta_y$ for N-th leg $\cos\theta_z$ for N-th leg
8	(INW(I), NIW(I), I=1, 8)	16I5	This card is needed only if INTW<0 INW(I) Print every INW(I) time steps while NIW(I-1)<time step<NIW(I) NIW(I) Time step number, see above

Appendix 2 Output informations

INPUT DATA LIST											
PIPE FLOW DOWN EXPERIMENT 1969 ANS SUB.#.(3)K+S) CASE16RR (0.1BREAKA)											
1	0	700	0	4	2	1	1	0	0	3	10
0.193583	7.4	0.193583	2.0	0.091666	2.5	0.091666	1.01				
0.028990	0.1										
2164.2	34.153	0.0	62.792	4.56301	E-08	-2.23892	E-07	0.985			
0.00035	14.22	1.0	14.22								
1	130	1	-1.0	1.0							
1	1.0	0.0	0.0								

PIPE BLOW DOWN EXPERIMENT 1969 ANS SUB.W.L.(31+K+S) CASE16RR (0.1BREAKA)

PROBLEM 1, TIME STEPS 0 THRU 700 RESTART VALUES STORED EVERY -0 TIME STEPS.

SYSTEM DESCRIPTION

SECTION	DIAM	LENGTH
1	0.19358	7.40000
2	0.19358	2.00000
3	0.09167	2.50000
4	0.09167	1.01000
	0.02899	

J	AREA(J)	DAI(J)	DAH(J)	DX = 0.10000				
1	0.02943	-0.00000	-0.00000	3	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
4	0.02943	-0.00000	-0.00000	2	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
5	0.02943	-0.00000	-0.00000	5	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
7	0.02943	-0.00000	-0.00000	8	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
10	0.02943	-0.00000	-0.00000	11	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
13	0.02943	-0.00000	-0.00000	14	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
16	0.02943	-0.00000	-0.00000	17	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
19	0.02943	-0.00000	-0.00000	20	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
22	0.02943	-0.00000	-0.00000	23	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
25	0.02943	-0.00000	-0.00000	26	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
28	0.02943	-0.00000	-0.00000	29	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
31	0.02943	-0.00000	-0.00000	32	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
34	0.02943	-0.00000	-0.00000	35	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
37	0.02943	-0.00000	-0.00000	38	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
40	0.02943	-0.00000	-0.00000	41	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
43	0.02943	-0.00000	-0.00000	44	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
46	0.02943	-0.00000	-0.00000	47	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
49	0.02943	-0.00000	-0.00000	50	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
52	0.02943	-0.00000	-0.00000	53	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
55	0.02943	-0.00000	-0.00000	56	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
58	0.02943	-0.00000	-0.00000	59	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
61	0.02943	-0.00000	-0.00000	62	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
64	0.02943	-0.00000	-0.00000	65	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
67	0.02943	-0.00000	-0.00000	68	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
70	0.02943	-0.00000	-0.00000	71	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
73	0.02943	-0.00000	-0.00000	74	0.02943	-0.00000	-0.00000	-0.00000
76	0.02929	-0.09577	-0.14378	77	0.02887	-0.19193	-0.24026	-0.28882
79	0.02725	-0.38679	-0.43625	80	0.02609	-0.48606	-0.53622	-0.58674
82	0.02320	-0.68876	-0.74014	83	0.02154	-0.79165	-0.84316	-0.89447
85	0.01802	-0.99539	-1.04424	86	0.01623	-1.09132	-1.13593	-1.17720
88	0.01283	-1.24511	-1.28992	89	0.01131	-1.28328	-1.28626	-1.27529
91	0.00878	-1.20057	-1.13139	92	0.00784	-0.93794	-0.91888	-0.60561
94	0.00674	-0.41622	-0.21207	95	0.00660	-0.00000	-0.00000	-0.00000
97	0.00660	-0.00000	-0.00000	98	0.00660	-0.00000	-0.00000	-0.00000
100	0.00660	-0.00000	-0.00000	101	0.00660	-0.00000	-0.00000	-0.00000
103	0.00660	-0.00000	-0.00000	104	0.00660	-0.00000	-0.00000	-0.00000
106	0.00660	-0.00000	-0.00000	107	0.00660	-0.00000	-0.00000	-0.00000
109	0.00660	-0.00000	-0.00000	110	0.00660	-0.00000	-0.00000	-0.00000
112	0.00660	-0.00000	-0.00000	113	0.00660	-0.00000	-0.00000	-0.00000
115	0.00660	-0.00000	-0.00000	116	0.00660	-0.00000	-0.00000	-0.00000
118	0.00660	-0.00000	-0.00000	119	0.00660	-0.00000	-0.00000	-0.00000
121	0.00646	-0.43784	-0.66143	122	0.00604	-0.89075	-1.12788	-1.37505
124	0.00458	-1.90919	-2.20112	125	0.00368	-2.51257	-2.84466	-3.19403
127	0.00194	-3.91829	-4.23082	128	0.00127	-4.41539	-4.93193	-5.45428
130	0.00066	-0.43428		129	0.00083	-3.72411	-2.46846	

INITIAL CONDITIONS, CONSTANTS

P = 2164.2 W = 34.153 G = 0.0 RHD = 62.792
 Rp = 4.56301-008 RH = -2.23892-007 FT = TIME STEP MULTIPLIER = 0.985

FORCING FUNCTION. AT TIME T(I), PRESSURE = P(I).

0.000350 14.22
 1.000000 14.22

FREE BODIES

L END R END AXIS L COEF R COEF
 1 1 130 1 -1.0000 1.0000

STRAIGHT SECTION L END COEFS FOR DG/DT TERMS
 X Y Z

1 1 1.0000 0.0000 0.0000

PRINTOUT EVERY 10 TIME STEPS

PROFILES EVERY -0 TIME STEPS

TIME STEP 0 = 0.000000+000 TIME = 0.000000 SEC.

L END R END AXIS FORCE(LRS)

1 1 130 1 -2.06153+002
 L END R END AXIS FORCE(LRS)
 (ORIGINAL DEFINITION)

1 1 130 1 -2.06153+002

PRESSURE, PSI ENTHALPY, BTU/LB MASS VEL, LBS/SEC-FT**2

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	0
0	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20
	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153
10	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20
	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153
20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20
	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153
30	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20
	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153
40	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20
	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153
50	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20
	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153
60	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20
	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153
70	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20
	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153
80	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20	2164.20
	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153	34.153

