

JAERI-M

4956

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Ⅱ報 高圧水放出実験の解析および
蒸気・二相流体系の解析

1972年8月

篠田 度・三竹 晋・今岡恒夫

青木英人 ・川部隆平

原子力コード委員会・軽水炉安全性解析コード専門部会

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Ⅱ報 高圧水放出実験の解析および
蒸気・二相流体系の解析

篠田 慶^{*}・三竹 晋^{**}・今岡恒夫^{*3}
青木英人^{*3}・川部隆平^{*4}

原子力コード委員会・軽水炉安全性解析コード専門部会

(1972年8月21日受理)

流体中の圧力波伝播現象を解析するための計算コードBURSTについて、その妥当性を検証し、使用技術を確立するために高圧水放出実験を解析した。解析対象としては、LOFT模擬放出実験における低温水放出および高温水放出の2例を選んだ。解析結果によると、低温水放出体系に関しては、放出口開放時間さえ適正に選べば実験と解析は良く一致すること、および、高温水放出体系では、放出口圧力変化の設定が難かしく、実験と解析を一致させるためには今後共この点に着目した検討を進める必要があること、等が判明した。また、BURSTコードを蒸気・二相流体系に適用することを試みたが、蒸気放出体系については、定性的には妥当な結果が得られた。二相流体系については、BURSTのモデルを適用するには大きな困難の存在することが明らかとなった。尚、本解析は、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45年度作業の一環として行なわれた。

* 日本原子力研究所、現在は日本原子力発電。

** 日本原子力研究所

*3 東京芝浦電気

*4 日立製作所

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

II. Analysis of Blowdown Experiments and Application
for Steam and/or Two-phase Flow Systems

Wataru SHINODA^{*}, Susumu MITAKE^{**}, Tsuneo IMAOKA^{*3},
Hideto AOKI^{*3}, Ryuhei KAWABE^{*4}

*Light Water Safety Analysis Code Committee,
Nuclear Code Committee, JAERI*

(Received August 17, 1972)

Semi-scale blowdown experiments were analysed with BURST Code to demonstrate its accuracy and to obtain information on operational techniques of the code. The results of two experiments which were carried out by Idaho Nuclear Corporation using a semi-scale blowdown apparatus were compared with the predictions by BURST. Analytical results are in good agreement with experiment for a low temperature blowdown. For a higher temperature blowdown, however, the pressure variation at the exit nozzle has a great influence on the accuracy of the prediction, so that further investigations are necessary in order to establish the applicability of BURST to a higher temperature system.

Along with the above study, pressure wave propagations through steam and two-phase flow were investigated by modifying a part of BURST. Calculations for steam flow system yield encouraging results, whereas, too many difficulties are encountered in the analysis of two-phase flow depressurization, requiring basic understanding of the physical phenomena.

BURST was made available to us by the courtesy of Idaho Nuclear Corporation.

* JAERI, present adress JAPC.
** JAERI
*3 Toshiba
*4 Hitachi

目 次

1 はじめに	1
2 BURSTコード改良点	3
2.1 動的荷重の計算	3
2.2 無限容量溜部の導入	5
2.3 プロッタールーチンの付加	6
3 LOFT 模擬放出実験の解析	9
3.1 低温水放出体系の解析	9
3.1.1 解析の対象	9
3.1.2 解析結果と検討	12
3.2 高温水放出体系の解析	16
3.2.1 解析の対象	16
3.2.2 解析結果と検討	18
4 蒸気および二相流放出体系の解析	23
4.1 主蒸気管破断時における圧力波	23
4.2 主蒸気管破断時に発生する炉心圧力勾配	23
4.3 フローリミッターの影響	25
4.4 二相流体系の解析とその問題点	26
5 おわりに	39
謝 辞	40
参 考 文 献	40
Appendix 1. 無限容量溜部の導入とプロッタールーチンの付加	41

1 は じ め に

計算コードBURSTは、水型炉の一次冷却系破断事故時に生ずる圧力波伝播現象を解析することを目的として、Phillips Petroleum Co. の Atomic Energy Division (Idaho Nuclear Corp. を経て現在 Aerojet Nuclear Corp.) によって開発された。(1) このコードは、同社の好意によって我国にも導入され、原子力コード委員会軽水炉安全性解析コード専門部会によって使用計算機種の変換、および使用技術確立のための数多くのテスト計算等が行なわれ、その数値モデルの妥当性が確認されてきた。(2) しかし、この整備作業で行なわれた解析は、あくまでも、このコードの数値解法上の問題を明らかにするためのものであり、第1段階の作業において現実の物理現象との定量的な対応づけをするには至らなかった。一方、NRTS研究所(National Reactor Testing Stationの略で、Idaho Nuclear社等により運営されている。)においては、すでに、このコードは数多くの高圧水放出実験と対比され、その利用技術も確立されているものと考えられる。そこで、この利用技術を国内においても確立するために、数多くの実験解析を本専門部会で行なう必要性が強く指摘されており、このような観点から、ここでは、既に米国で行なわれた実験の解析を行なうことにした。また、実験解析作業と並行して、第1段階の整備作業の結果、その必要性および可能性が明らかにされたいくつかのプログラム改良点のうち重要な項目についての改良を行ないテスト計算を進めた。

まず、実験解析の対象としては、NRTS研で行なわれているLOFT模擬放出実験(Loss of Fluid Test)を選んだ。この実験については、その実験条件ならびに実験結果が数多く報告されており、BURSTコードも同研究所でこの実験のうちの一部と比較されている。(1)(3) ここでは、これ等の実験のうち、低温高圧水放出実験と高温高圧水放出実験のそれぞれについて典型的なケースを解析した。低温水放出体系については、単純な配管系からの放出実験を、高温水放出体系については模擬原子炉容器からの放出実験を解析した。低温体系においては放出部分の背圧は大気圧となるために、解析上の主要パラメータは圧力変化の時定数、すなわち放出点におけるラプチャーディスクの破壊時間である。一方、高温体系においては、この時定数の他に、放出口部分の背圧が重要な因子となる。即ち、放出口の外気が大気圧であっても、放出流体が高温のために、水は沸騰を生じ、放出口の圧力は大気圧迄降下することはない。この圧力レベルは、実際も困難なために実験値は報告されていない。このため、解析上はこの圧力レベルをパラメータとして、実験結果と解析結果が一致するような点を見出すことも必要となる。また、BURSTコードで解析しうる高温水放出現象は、水が沸騰を開始する迄の单相流体体系に限られており、この意味においても、放出口における背圧レベルを定めることが特に重要となる。このようなパラメータサーベイを通して、ここでは、このコードの精度を確かめると同時に、その利用技術を確立することに努めた。

次に、第1段階の整備作業において指摘されたプログラム改良点のうち、ここでは、次の項目についての作業を行ない、そのテストを遂行した。すなわち、(i)動的荷重計算方式の改良、(ii)無限容量溜部の導入、(iii)プロッタールーチンの付加、および、(iv)冷却材物性値関係式の改良

である。このうち、(i)~(iii)の改良は、BURSTコード内の計算法の若干の改良および付加等による数値精度の向上および適用範囲の若干の拡大ならびに使用の簡便化等を目的として行なわれたものであり、基本的には在来のBURSTコードの構想をそのまま受けついでいる。すなわち、項目(i)では、在来のBURSTコードによる動的荷重計算方式で生ずる数値誤差を除去するために、この計算に用いる式を若干変形したのち数値積分を行なうように改良した。項目(ii)では、流路の左端の境界条件に圧力不変と云うオプションを導入し、あたかも左端部が無限大容量溜部に接続されているような場合を解析しうるようにした。このオプションを用いれば、大型容器からの放出や、自由水面を有する容器からの放出現象を近似的に扱えることになる。また、項目(iii)については、BURSTコードの原版には含まれていたにも拘らず、我国に導入された版には含まれていなかった部分を新たに作成し、計算結果の処理を容易にしている。ところが、項目(iv)については、このコードが、本来、单相流体系の解析を目的として作られていると云う適用限界を飛躍的に拡大し、これを二相流体系および蒸気系における大巾変化にも適用できるように改良することを目的として行なわれた。すなわち、このコードの原版では、流体の物性値を表わす量は、冷却材平均密度のみであり、これを圧力とエンタルピーの一次結合式で与えている。このため、流体としては、加圧水あるいは、変化巾の小さい範囲での過熱蒸気しか扱うことができなかつた。そこで、ここでは、この関係式を改良し、ここに蒸気表を直接用いることによって、大巾変化を含む過熱蒸気および熱力学的平衡状態にある均質流モデルによる二相流の表現を試みた。この試みは、過熱蒸気系に関する限り妥当なものと考えられるが、二相流体系については、熱力学的平衡状態を前提とする限り良い近似であるとは云えない。たとえば、減圧に伴う沸騰時には、ボイド発生に若干の時間遅れが存在し、これが圧力波伝播現象に重大な影響を及ぼすことはよく知られた事実であるが、熱力学的平衡モデルでは、このボイド発生時の時間遅れを無視してしまふことになり、圧力波伝播の正確な記述はできない。しかし、熱力学的平衡状態と云う一つの極限状態における仮想的な圧力波伝播現象についての情報は、現実の圧力波伝播現象の実験あるいは解析的な解明にも充分役立つものと考え、敢てこの試みを押し進めることにした。勿論、この試み自身にも数多くの数値解法上の困難を伴うことであり、短時日のうちに解決される種類の問題ではない。それ故、今後共段階毎に着実に成果をあげてゆくことが必要である。

本報告書では、以下に章を追って、プログラム改良点の仕様、実験解析、および改良プログラムによる蒸気放出体系および二相流放出体系中の圧力波伝播現象の解析計算の結果について述べることにする。尚、本報告書の内容は、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45年度作業の一環として行なわれたBURST整備作業の結果である。

2 BURST コードの改良点

2.1 動的荷重の計算

前報でも述べたように、⁽²⁾ 原版のBURSTによると、本来動的荷重の発生し得ぬような平滑な直管部分においても数値積分の誤差に伴って荷重を発生するような計算結果が得られた。これは、数値積分に用いた荷重の定義式の中に数値誤差を発生しやすい項を含んでいるためであり、ここでは、式を変形し、このような項を含まない式に基づいて荷重を計算することにした。

ある与えられた流路区分に印加される荷重 \vec{F} は

$$\vec{F} \equiv \int_{S_w} p \cdot \vec{n} ds + \int_{S_w} \vec{\tau} ds \quad (2.1)$$

但し、 p 圧力
 $\vec{\tau}$ 摩擦力
 S_w ぬれぶち面積
 n 面における法線ベクトル

で定義されるが、原版では、これを変形することによって得られる次式を用いて数値積分を行っている。すなわち、(2.1)式に運動量保存則を代入し、質量保存則を用いて変形すると

$$\begin{aligned} \vec{F} = & - \left[\int_V \frac{\partial \vec{G}}{\partial t} dV + \int_{S_1} \vec{v} \vec{G} (\vec{G} \cdot \vec{n}) ds \right. \\ & \left. + \int_{S_2} \vec{v} \vec{G} (\vec{G} \cdot \vec{n}) ds + \int_{S_1} p \vec{n} ds + \int_{S_2} p \vec{n} ds + \int_V \rho \vec{\psi} dV \right] \quad (2.2) \end{aligned}$$

但し、 \vec{G} 質量速度ベクトル
 $\vec{\psi}$ 流体自身に印加される外力
 v 比容積
 ρ 密度
 t 時間
 V 流路体積
 S_1 流路入口部断面積
 S_2 流路出口部断面積

が得られる。(2.1)式と(2.2)式の大きな差違は次の通りである。(2.1)式では流路区分についての流路表面における面積積分が必要であるのに対し、(2.2)式では第1項と第6項を除けば、積分は流路両端の積分(実際には積分の必要はない)のみであり、第6項は $\vec{\psi}=0$ とすれば消滅するので、第1項の体積分だけが数値積分の対象となる。このように、BURSTでは流路表面についての積分を行わずに済む方式によって荷重を算出しているが、実際に計算を遂行してみると、(2.2)式右辺第1項の積分誤差が全体の精度を低下せしめていると云

う結果が得られた。ところで、BURSTの計算では、流路表面における摩擦力を無視しており $\vec{\tau} = 0$ が仮定されている。そこで、(2.1)の定義式は

$$\vec{F} = \int_{S_w} p \vec{n} ds \quad (2.3)$$

となる。(2.3)式から明らかなことは、流路に荷重が印加されるのは断面積変化部(アダプター)と曲り部のみであり、直管部では荷重は発生しないと云うことである。即ち、(2.3)式を用いる限り、平滑な直管部に有限の荷重を発生することはありえないし、また、数値積分を行なうべき箇所も限定されるために、(2.2)式を用いたときのような誤差を生ずることも少ない筈である。このような観点から、ここでは、(2.3)式に基づいて荷重を計算することにした。

(1) アダプター部

$$F_n = - \sum_{j=c}^r \frac{r}{c} \left(\frac{dA}{dZ} \right)_{j+\frac{1}{2}} \cdot \Delta Z \cdot p_{j+\frac{1}{2}} \cdot 144.0 \quad (2.4)$$

但し、 F_n 流れ方向の荷重
 A 流路断面積
 ΔZ 空間メッシュ巾
 Z 流れ方向空間座標
 j 空間メッシュ番号
 c アダプター始点
 r アダプター終点

故に、今着目している方向への力 F_f は次式で与えられる。

$$F_f = F_n \cdot [\cos \theta] \quad (2.5)$$

但し、 θ 流れと観測方向のなす角

(2.4)、(2.5)式は、アダプターのみならず、直管部分についても成立する。その場合流路断面積が一定なために F_f は零になるはずである。

(2) 曲り部

二つの配管(等径)が曲り部で接続されている場合には、曲り部において荷重が発生する。今、観測方向の荷重を F_f とすると

$$F_f = p_j \cdot A_j (\cos \theta_1 - \cos \theta_2) \cdot 144.0 \quad (2.6)$$

但し、 j 曲り部のメッシュ点番号
 θ_1 入口配管の流れ方向と観測方向のなす角
 θ_2 出口配管の流れ方向と観測方向のなす角

が成立する。

(3) 閉鎖端

解析の対象が一端解放の場合には、他端は閉鎖端となり、ここに荷重を生ずる。

$$F_f = -144.0 \cdot B \cdot A_0 \cdot \cos\theta \quad (2.7)$$

但し、 P_0 閉鎖端圧力
 A_0 閉鎖端部断面積
 θ 流れ方向と観測方向のなす角

(2.4)～(2.7)式をBURSTコードに組込んで、原版の計算方式による結果と比較した。

Fig. 2.1.1には、ある典型的な体系（前報中CASE 6の流路区分Ⅱに印加される荷重、前報中前報中Fig. 4.2.5参照）に対する両者の計算結果が比較されている。動的荷重を発生しうる流路区分については、両者の結果は殆んど一致し、誤差は最大4%程度であることが判明した。また、動的荷重が発生し得ぬような流路区分については、旧方式では数値誤差によって不規則な値が得られたが、新方式では実効的に零となることが明らかとなった。この結果から考えると、各流路区分の特徴を充分把握した上で使用する限り旧計算方式でも充分有用であると結論できようが、今後共、数多くの流路体系での両者の相違を検討しておくことも必要であろう。

2.2 無限容量溜部の導入

BURST原版における境界条件は、(i)両端破断：両端の圧力変化を入力で指定する、(ii)一端破断：一端の圧力変化を入力で指定し、他端は閉鎖端とする、の二種類が考えられている。ここでは、一端破断状態で、他端は無限大容量溜部に接続されている体系を解析しうるようにコードの改良を行なった。このような体系によって、大容量溜部からの配管放出現象のみならず自由水面を有する容器からの配管放出現象をも近似的に模擬できることとなる。プログラム上の修正は次の通りである。

BURST原版における両端破断オプションによれば、両端部の圧力変化は入力で指定されることになる。この圧力変化形状は両端部に共通に適用されるので、両端の破断状況が同一であることを仮定していることになる。また、破断点内部の圧力レベルが外気圧より低くなると一旦放出された流体が再び吸入されることを前提としてエネルギー保存則が解かれている。ここでは、このオプションを活用し、一端の圧力レベルのみを入力で指定し、他端の圧力レベルは初期値のまま一定に保たれるものとする。こうすることによって、配管内の圧力低下に伴ない水が容器から無制限に供給されることになる。

すなわち、始端部に大容量溜部があるものとする、

$$p_1(0, t) = p(0, 0) \quad (2.8)$$

とすればよい。

このオプションを検証するために、ここでは、前報のCASE 6の体系に於いて、流路の左端が無限大溜部に接続されている場合の圧力波伝播を解析した。その結果はFig. 2.2.1に示す通りである。この図を前報のFig. 4.2.2と比較してみると、流路内に侵入した膨張波が左端に到達する前の状態では二つの体系における圧力分布は同一であることが明らかである。圧力波が左端に到達すると、CASE 6の体系では膨張波がそのまま反射されるために左端の（Fig. 2.2.1においてメッシュ0の点）圧力が低下することになるが、この解析の体系では左端

が開放されており膨張波は圧縮波として反射されるために左側大流路部分の圧力はそれ程低下しないことが示されている。しかし、この場合には、流体が左端部から無制限に供給されるために、流量は圧力バランスで定められる値に迄一方的に増加する。(このオプションの使用方法についてはAppendix 1.に記した。)

2.3 プロットルーチンの付加

BURSTコードは、流路内の圧力、流量およびエンタルピーの空間メッシュ毎の分布、ならびに与えられた流路区分に印加される動的荷重等の各計算時刻毎の計算結果をアウトプットすることができる。このため、数多くの解析計算を行なうと、そのアウトプットもほう大な量となり、整理することが困難になる。これを克服するために、BURSTの原版にはプロットルーチンが付加されていたが、導入された版には含まれていなかったために、ここでは、あらたにこのルーチンを作成することにした。

このルーチンによってプロットされる情報は、

- (i) 与えられた固定点における圧力レベルの時間的变化
- (ii) 与えられた固定点における流量の時間的变化
- (iii) 与えられた時刻(時間ステップ番号)における圧力の空間的分布

の3種類である。このルーチンはCDC-3600用のBURSTコードに付加されたものであり、他機種への変換は行なわれていない。このルーチンの詳細、使用法および使用例についてはAppendix 1.に述べられている。

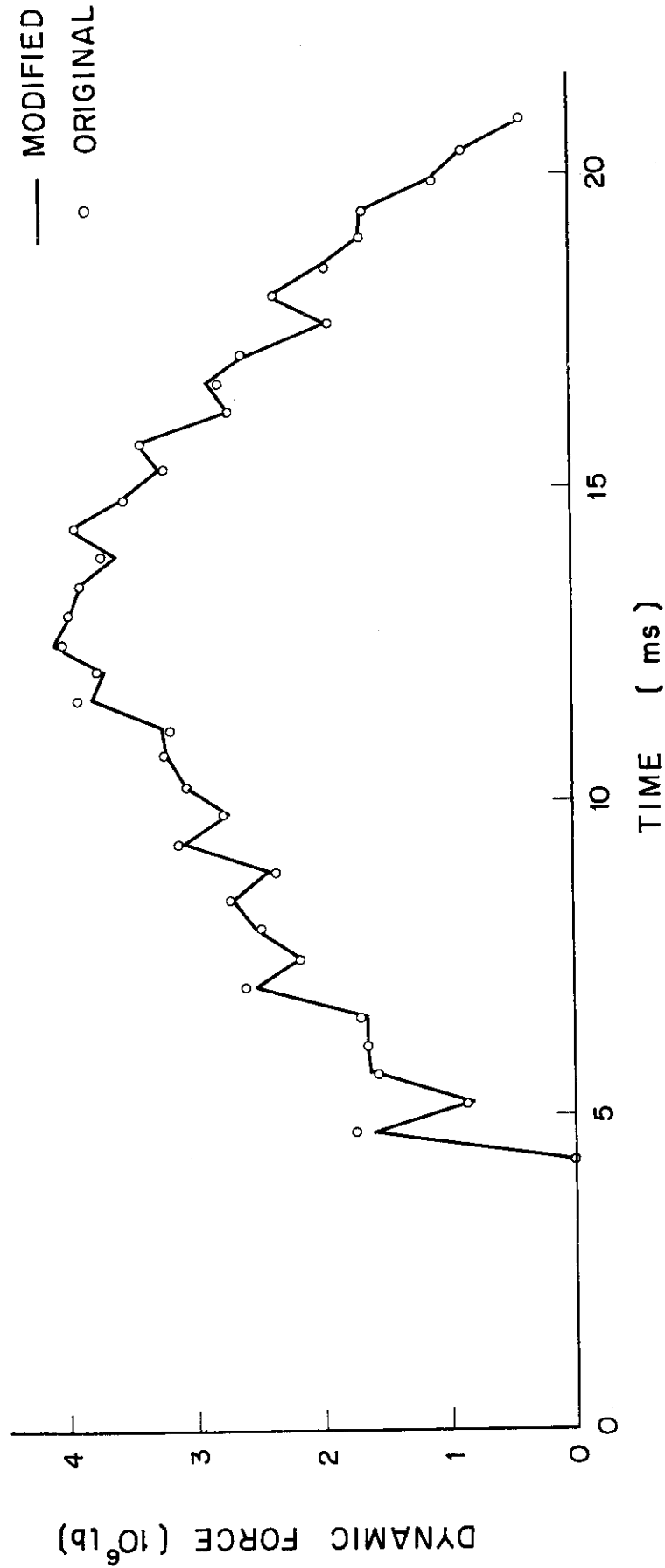


Fig. 2.1.1 Dynamic force upon free body II (CASE 6)

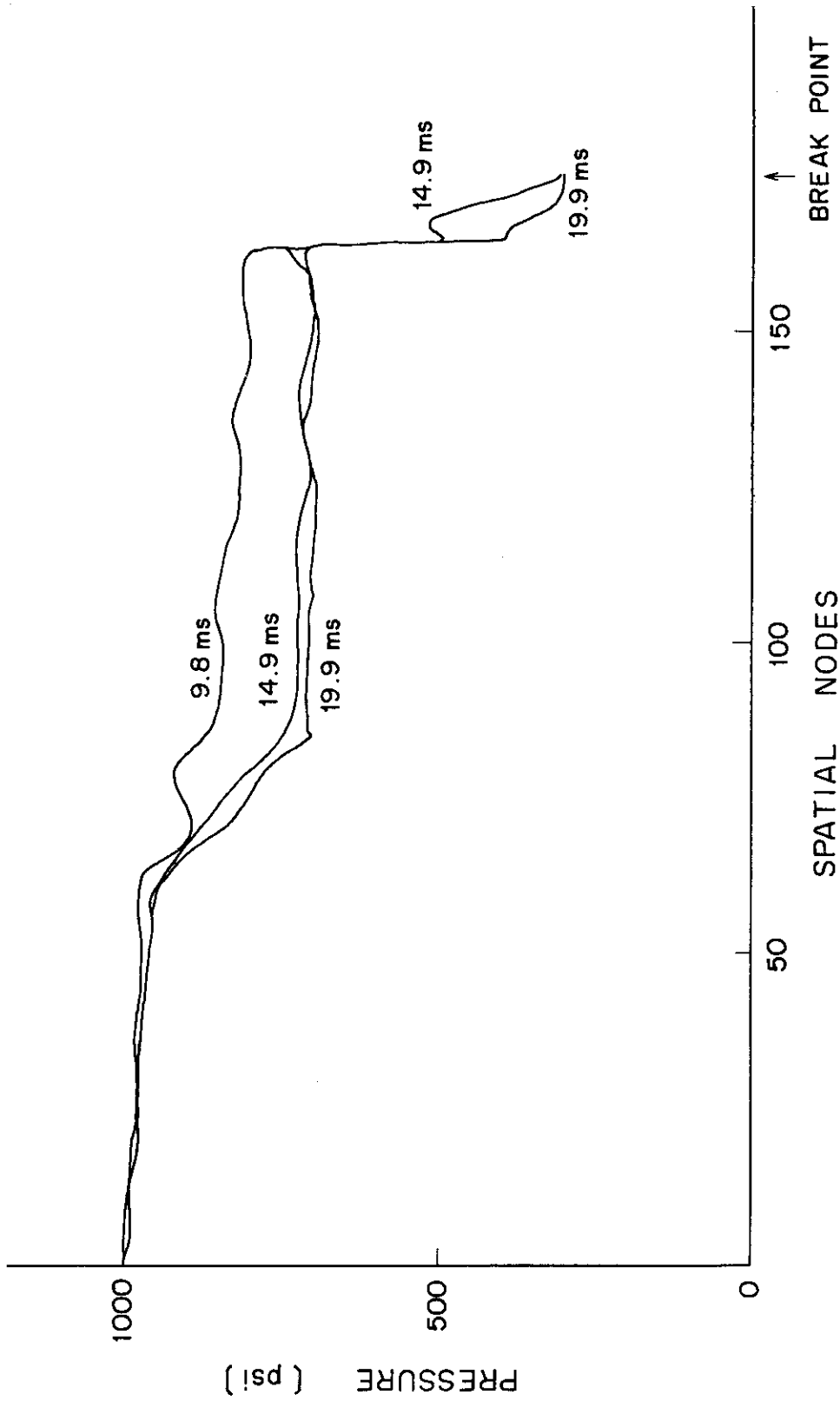


Fig. 2.2.1 Pressure distributions ($P_0 = \text{CONSTANT}$, CASE 6A)

3 LOFT 模擬放出実験の解析

3.1 LOFT 模擬放出実験の解析

3.1.1 解析の対象

ここでは二つの配管放出実験を解析の対象に採用した。両者共に、米国 N R T S 研究所の LOFT 模擬放出実験計画の初段階において行なわれたものであり、実験データおよび解析結果もすでに公表されている。(1), (3)

BURSTコードは、前報でも述べたように、一次元流路を解析の対象としているために、枝流路や並列流路を有する複雑な体系を扱うことができない。このため、ここでは、2つの異なる径をもつ管を単に接続した単純な流路体系における放出実験を解析することにした。

第一の放出実験は Fig. 3.1.1 に示されたような流路形状を用いて行なわれたものであり、⁽¹⁾ その特徴は、縦型の容器下部に放出配管が横置に接続されている点にある。また、放出配管は容器下端から若干上方にづれた位置に接続されているために、流路形状は完全に一次元と考えることはできない。ここでは、この流路形状を次節の Fig. 3.2.1 に示すような一次元流路で近似することにした。実験は、60°F の加圧水を用いて行なわれ、初期圧力レベルは 1680 psig であり、放出点のラプチャディスク破壊時間は 300 μs であることが報告されている。⁽¹⁾

解析に用いた冷却材物性値は次の通りである。

$$\begin{aligned}\rho &= 62.695 \text{ [lb/ft}^3\text{]} \\ H_0 &= 32.903 \text{ [BTU/lb]} \\ R_P &= 4.585 \times 10^{-8} \text{ [sec}^2\text{/ft}^2\text{]} \\ R_H &= -2.165 \times 10^{-7} \text{ [lb} \cdot \text{sec}^2\text{/ft}^5\text{]} \\ P_0 &= 1680 \text{ [psig]}\end{aligned}$$

但し、

$$\begin{aligned}\rho &\text{ 密度} \\ P_0 &\text{ 初期圧力レベル} \\ H_0 &\text{ 初期エンタルピー}\end{aligned}$$

$$R_H = \left(\frac{\partial \rho}{\partial H} \right)_P$$

$$R_P = \left(\frac{\partial \rho}{\partial P} \right)_H$$

次に、第二の放出実験は Fig. 3.1.2 に示すような流路体系を用いて行われており、第一の実験と異なる点は、容器および放出配管共に横置であり、しかも、放出配管が容器底部に接続されているために、ほぼ完全に一次元の流路と見做することができることである。また、この流路には、その出口部に出口流路断面積を調節するためのオリフィスが設けられている。オリフィス口径比は、流路断面積にして 10%、30%、および 100% の 3 種が用意され、それぞれの実験結果が報告されている。⁽³⁾

実験条件は次の通りである。

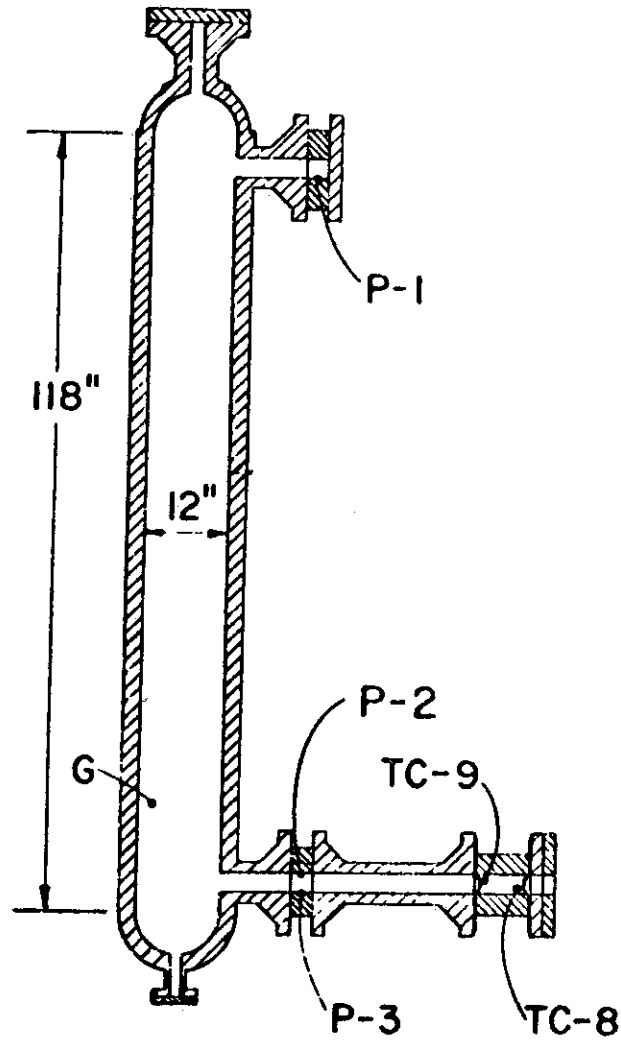


Fig. 3.1.1 Test apparatus (from IDO-17254).

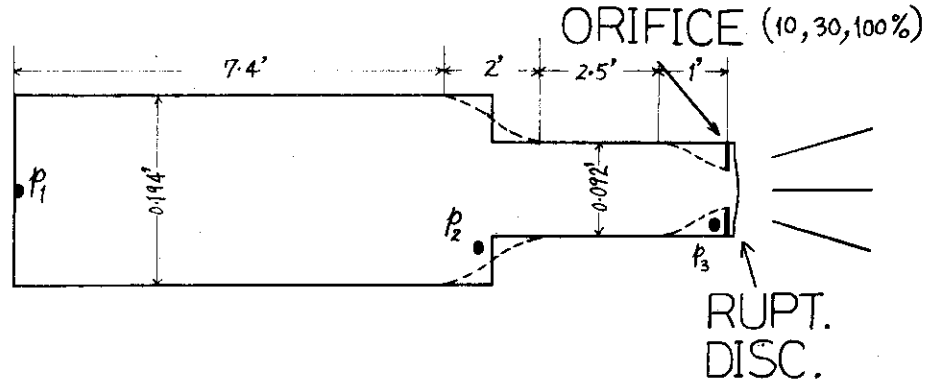


Fig.3.1.2 Pipe experiment.

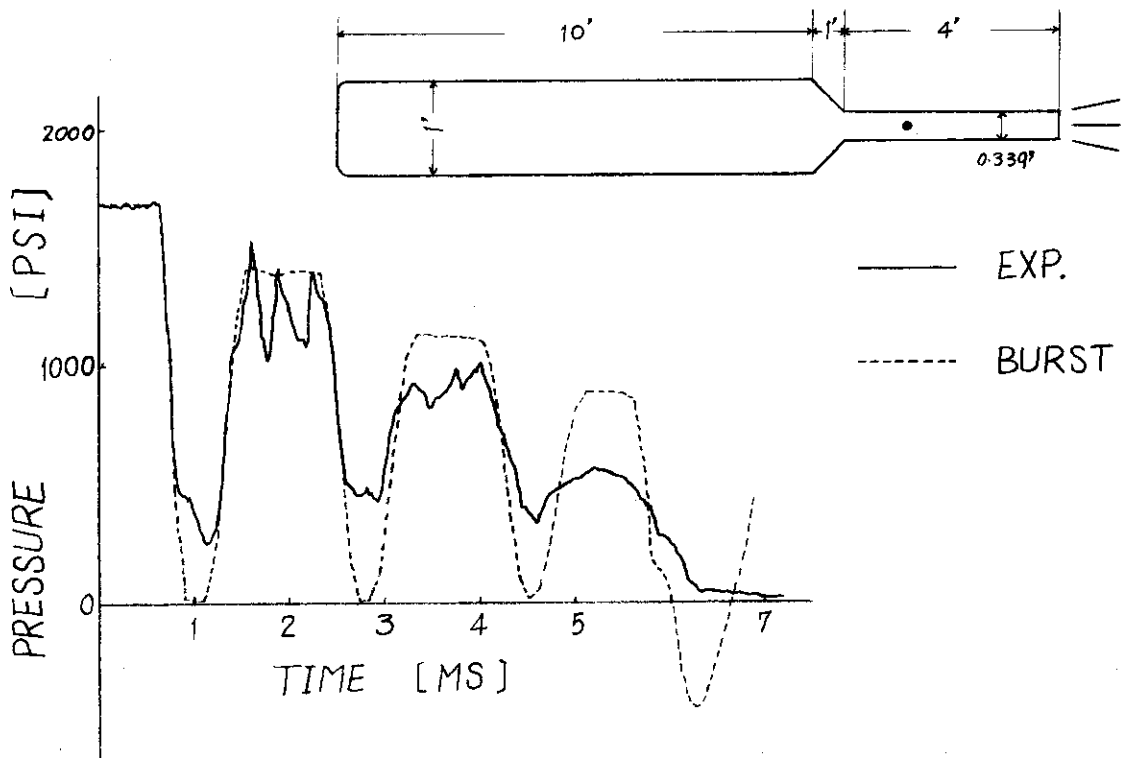


Fig.3.1.3 Pressure transients.

$$\begin{aligned}
 P_0 &= 2175 \quad [\text{psig}] \\
 H_0 &= 34.153 \quad [\text{BTU/lb}] \\
 T &= 60 \quad [^{\circ}\text{F}] \\
 \rho &= 62.792 \quad [\text{lb/ft}^3] \\
 R_{\text{TP}} &= 4.563 \times 10^{-6} \quad [\text{sec}^2/\text{ft}^2] \\
 R_{\text{TH}} &= -2.239 \times 10^{-7} \quad [\text{lb} \cdot \text{sec}^2/\text{ft}^5]
 \end{aligned}$$

但し、これは100%口径比(全開放)の場合であり、30%口径比のときには $P_0=2250$ [psig]、10%口径比のときには $P_0=2150$ [psig]である。ラブチャ破壊時間は350 μS であるが、これについては、パラメーターとして解析を行なうことにした。

3.1.2 解析結果と検討

第一の流路体系について解析した結果がFig. 3.1.3に示されている。この図は、図中に示した流路中の黒点の位置における圧力の時間的変化を示しており、実線が実験結果、点線が解析結果に該当する。放出端から侵入した膨張波が黒点を通過すると圧力は低下し、通過した膨張波が容器入口で反射されて圧縮波として戻って来ると圧力は上昇する。この圧縮波は破断点で反射され膨張波として再び流路に侵入する。この繰返しによって、黒点部の圧力は振動することになる。この圧力振動の全体的な傾向については実験と解析で良く一致していることが示されている。膨張波が初めて通過した後、約1msec後の圧力は解析によれば大気圧に下がっているが、実験結果は可成り高いレベルを示している。これは、ラブチャディスク破断直後の放出口の圧力が大気圧迄低下するのではなく、放出口の流体放出状況によって定まる或るレベル迄しか低下しないことを意味しているものと考えられる。このような現象は、膨張波が三度通過する約5 msec後迄継続して存在することがこの図からも明らかである。四度目の膨張波侵入時刻には、流路内部の流体放出による系の圧力降下のために放出口圧力も大気圧迄降下している。また、実験結果によると、圧縮波が容器入口から反射された部分で圧力波に可成りのゆらぎ(振動)が伴うことが示されているが、これは放出配管の接続部がFig. 3.1.1に示すように容器中間に位置するため、容器内部に侵入した膨張波は上下に分かれ、そのうち一方が容器底部で反射されて再び放出配管に戻ってくるためである。解析上は、このような分岐を扱おうことができず、図に示すような一次元流路で近似したためにこのような振動は現われていない。BURSTコードは、前報でも述べたように、流路内の圧力レベルが外気より低下すると、一旦放出された流体が再び流路内に吸入されるモデルを採っており、また、流体の物性値が線形関係式で表わされているために負圧の存在をも許容している。このため、流路内に生じた圧力振動は摩擦損失のないかぎり無限に継続することになる。この様子がFig. 3.1.3にも少し現われているが、現実的に考えると、このコードの結果のうち十分に正しいと考えられるのは流路内に負圧を生ずる迄の範囲(この図では約6 msec後)であろう。

次に、第二の流路による実験の解析結果を述べる。オリフィス口径比が100%、30%、および10%の場合のそれぞれについて解析した結果がFig. 3.1.4~3.1.6に示されている。これ等の図に示されているのは高圧水放出時に流路全体に印加される荷重の時間的変化である。三つの図に共通して云えることは、いずれの場合にも実験と解析結果の一致は比較的よく、とくに、ピーク荷重の一致が著しいことである。オリフィス口径比が小さくなると圧力振動の周

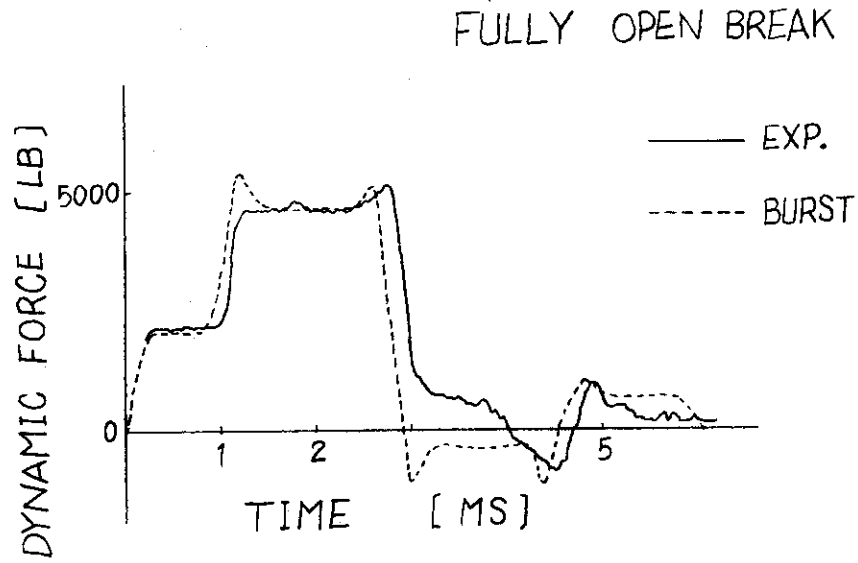


Fig.3.1.4 Dynamic hydraulic forces.

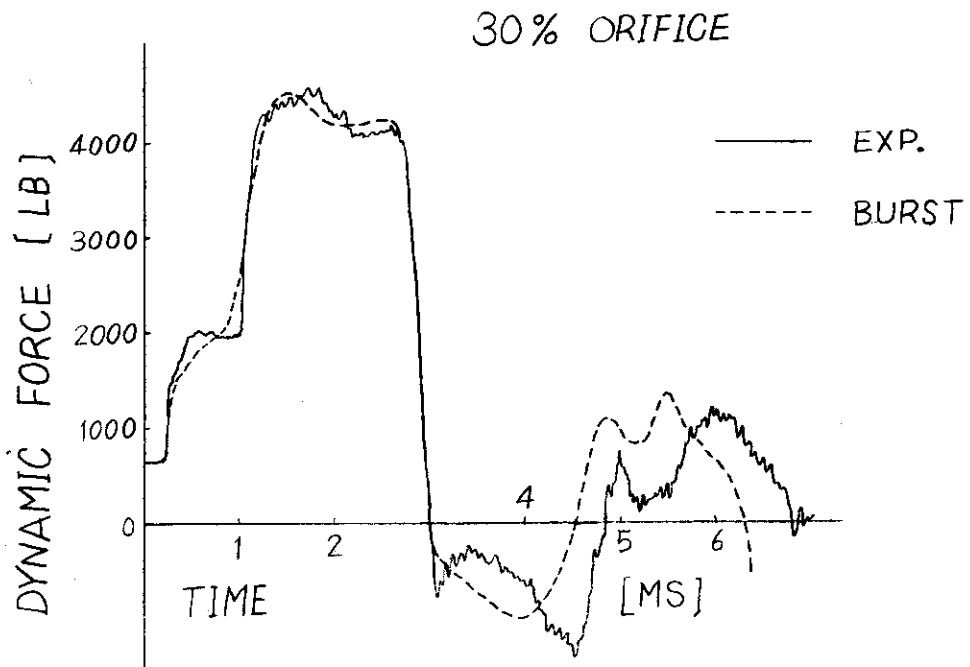


Fig.3.1.5 Dynamic hydraulic forces.

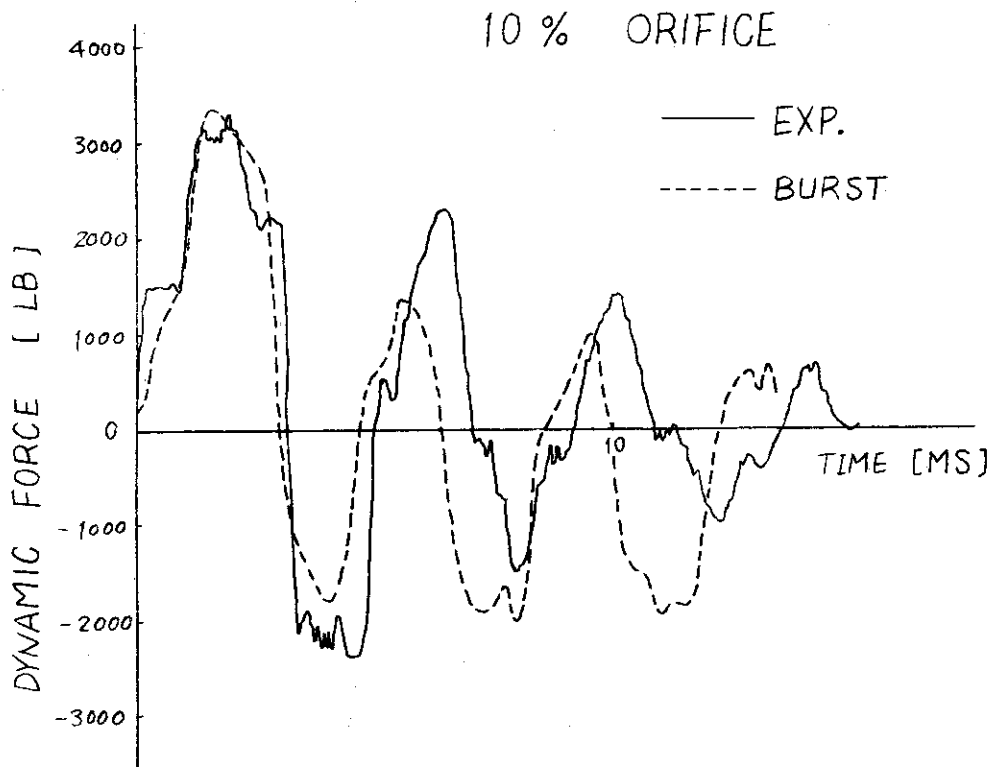


Fig.3.1.6 Dynamic hydraulic forces .

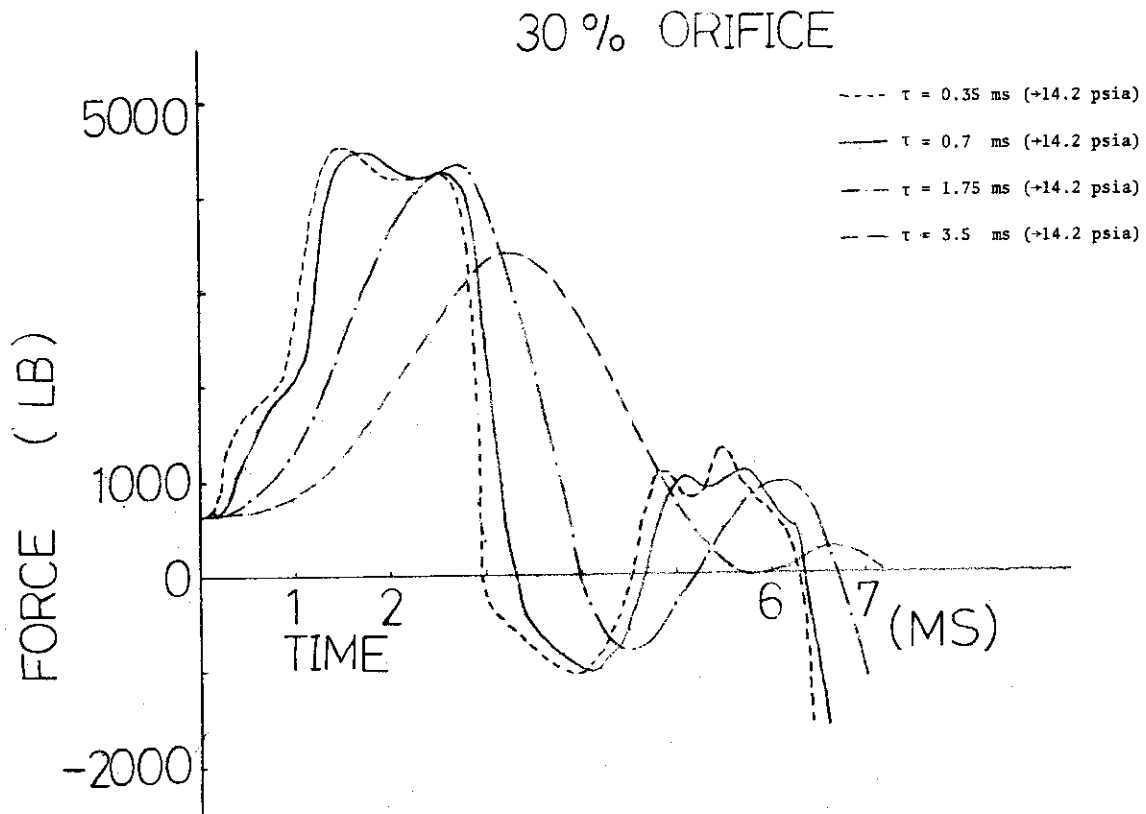


Fig.3.1.7 Dynamic hydraulic forces .

30% ORIFICE

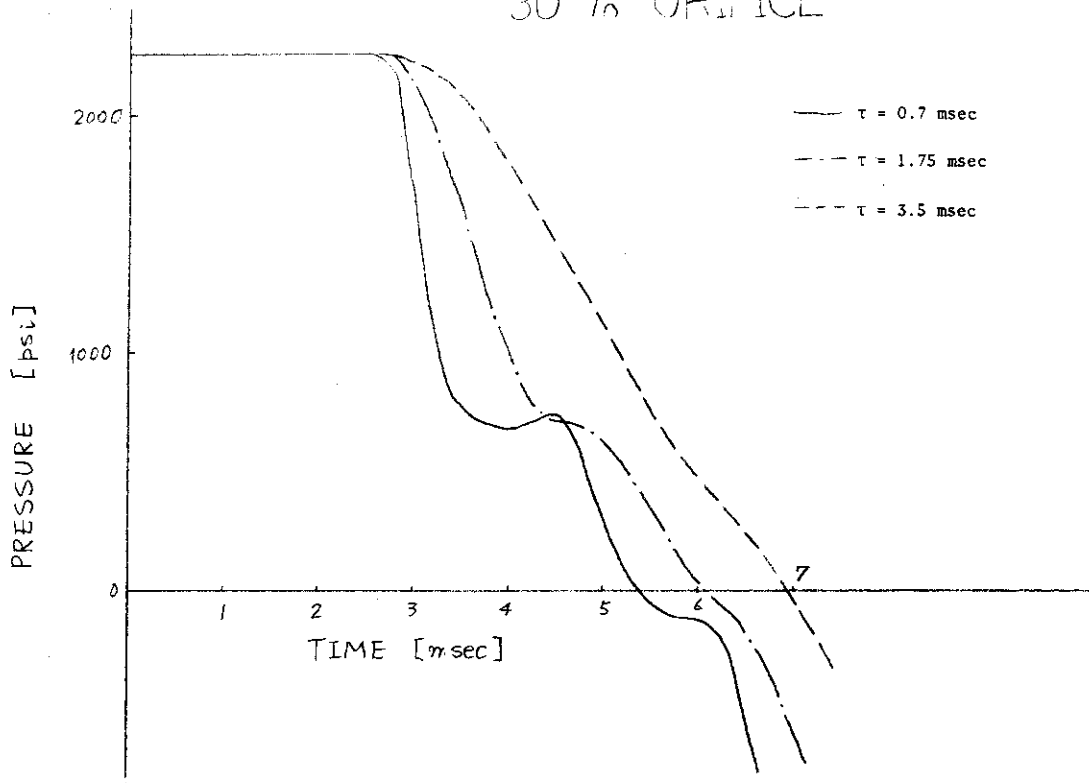


Fig.3.1.8 Pressure transients.

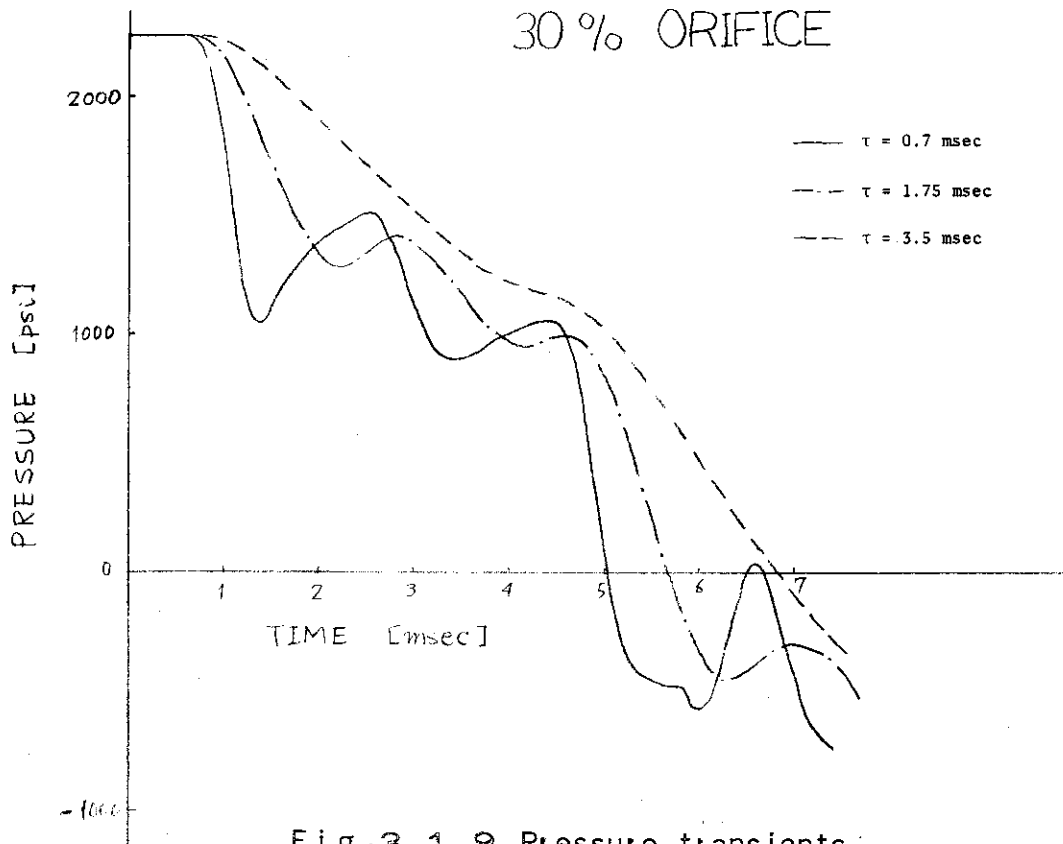


Fig.3.1.9 Pressure transients:

期のずれが大きくなり、また、解析結果の圧力変化が実験結果のそれに較べてなまっていることが判る。これは、BURSTコードの制約上、オリフィス部分をFig. 3.1.2における点線で示したゆるやかな断面積変化形状に変換して解析を行なったこと、および、オリフィス部分における流体の挙動が単純なモデルでは扱いきれぬこと等によるものと考えられる。これ等の解析においては、空間メッシュ巾0.1 ft、ラブチャーディスク破壊時間350 μ Sとした。

ラブチャーディスクの破壊時間は、流路内の流体に印加される圧力波の波形を決定する因子であり、これによって流路内に生ずる圧力振動の様相が定まる。ここでは、この因子をパラメータとして30%オリフィス口径比の場合について解析を行なった。計算の結果はFig. 3.1.7~3.1.9に示されている。Fig. 3.1.7は流路に印加される荷重の時間変化を示しているが、ラブチャーディスク破壊時間(以下に τ と呼ぶ)が大きいと、圧力波形はそれだけゆるやかになり、流路にかかる荷重もゆるやかな変化を示すことになる。また、 τ が0.35 mSの場合と0.7 mSの場合では荷重の変化の相違は小さい。すなわち、Fig. 3.1.2に示すような流路においては、 τ がこの程度の大きさ以下であれば、圧力波長は流路内のどの部分の長さよりも短かくあたかも単純な衝撃波の如く振舞うことになる。このため、 τ をこれ以上短かくするのは、単に、印加される荷重の変化率を若干大きくすることにしかならない。故に、解析上は、 τ をこの程度の大きさに選べば充分である。もし、 τ をもっと小さくしようとするのであれば、空間メッシュ巾を小さくせざるを得ず、計算時間を増大させるだけのことになる。Fig. 3.1.8はFig. 3.1.2に示した流路内の左端部圧力 P_1 の時間変化を示しており、 τ が大きくなれば、それだけ、圧力変化率が小さくなることを明らかにしている。また、Fig. 3.1.9は容器底部の圧力 P_2 の時間変化を示しているが、 τ が大きくなれば、圧力変化がゆるやかになるだけでなく流路内の圧力波の反復反射によって生ずる圧力振動も長い波形によってならされてしまうことが示されている。

3.2 高温水放出体系の解析

3.2.1 解析の対象

ここでは、高温高圧水中の圧力波伝播現象をBURSTコードで解析する場合の問題点を明らかにすることを目的として解析を行なった。解析の対象としては、LOFT模擬放出実験の一部を採用したが、前節の解析対象との相違は、この実験が模擬原子炉容器からの放出を扱っている点にある。このため、本節の解析には、高温放出であることその他にもう一つの不確定要素が導入されたことになる。採用した実験ケースは次の通りである。

- (i) テスト 46704 : 単純容器からの放出
- (ii) テスト 46706 : 模擬炉心付容器からの放出

これらの実験ケースを選んだ理由は、これ以外に適当な実験ケースが発表されていないからで、これらの実験の結果は、WHAMコードによる数値解析結果と共に、文献(3)に報告されている。これによると、WHAMの計算結果は実験とかなり良く一致しているが、実験の条件および数値解析の条件に関しては、発表されているものは不十分であって、BURSTコードによる解析に際しては、いくつかの点を推測によって決定せねばならない。

(1) テスト 6704の解析 (BURST解析 621)

実験の装置・方法などについては文献(3)を参照され度い。実験条件などの概要はつぎの通りである。

初期圧力	2330 psig
初期温度	540 °F
破断時間	不明
バック圧力	850 psig

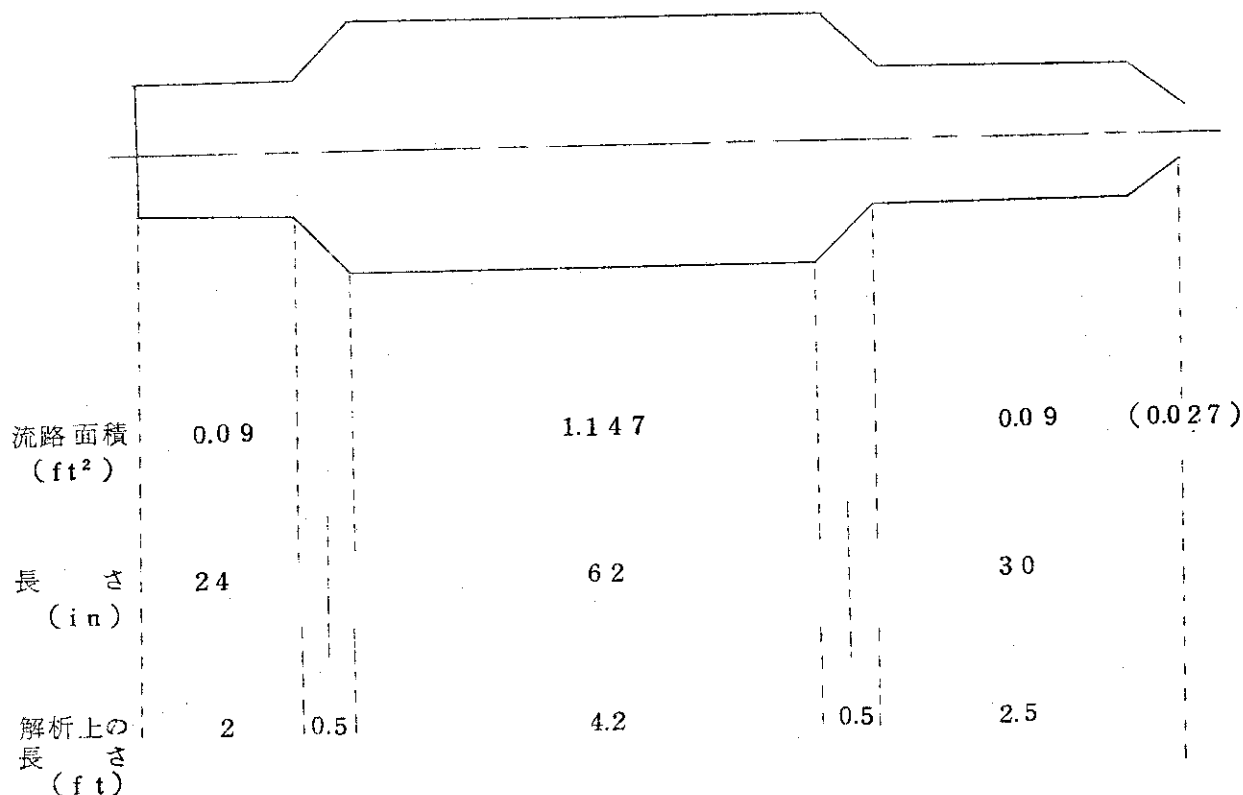
BURSTによる数値解析をおこなうに問題となる点は以下のようである。

- (i) 形状をどのように模擬するか。BURSTコードは、WHAMコードとことになって、枝管を組み込むことはできず、一次元のあつかいである。
- (ii) 破断時間をどのように設定するか。ラブチャップ・ディスクの破壊時間に近い値と考えられるが、詳細は不明である。
- (iii) バック圧力をどのように設定するか。飽和圧力あるいは臨界圧力などの、大気圧よりかなり高い圧力になるものと考えられる。(上記の如く850psigと与えられているが、これが適正であるか否かは疑問である。)

これらの問題点は、また、数値解析結果と実験結果を一致させるために調整する必要のあるパラメータでもある。

数値解析のためのデータは以下のように作成した。

形状の概略は下図に示す如くであって、3本の直管とこれらをつなぐ短いテーパ管および開口端のオリフィス(破断面積を調整するためのオリフィスで、解析対象としたテスト6704では直管部の30%の流路面積である)より構成されている。



物性値の算出は、下記のデータポイントを用いた。

圧力 (ata)	温度 (°C)	比容積 (m ³ /kg)	比重 (kg/m ³)	エンタルピー (kcal/kg)
170	350.67	0.001737	575.71	399
70	284.47	0.001331	751.1	295.4
170			764.7	295.4

これらのデータポイントから、

$$R_P = 0.13 \times 10^{-6} \text{ sec}^2/\text{ft}^2$$

$$R_H = -0.252 \times 10^{-5} \text{ lb} \cdot \text{sec}^2/\text{ft}^5$$

を得た。また、参考例として、

$$R_P = 0.102 \times 10^{-6} \text{ sec}^2/\text{ft}^2$$

$$R_H = -0.227 \times 10^{-5} \text{ lb} \cdot \text{sec}^2/\text{ft}^5$$

を用いた計算もおこなった。

破断時間は、0.05 msec, 0.5 msec および 5.0 msec として検討することとした。

バック圧力は、800 psi, 850 psi, 1000 psi, 1400 psi および 1800 psi として検討することとした。

(2) テスト No. 711 の解析 (BURST 解析 No. 22)

実験および LOFT で行った解析については、文献(4)を参照されたい。実験条件などの概要はつぎの通りである。

初期圧力 2290 psig

初期温度 540 °C

破断時間 不明

バック圧力 不明

数値解析上の問題点は、前項 No. 704 と同様である。

形状の概略は下図の如くであり、開口端の流路面積は 100% である。

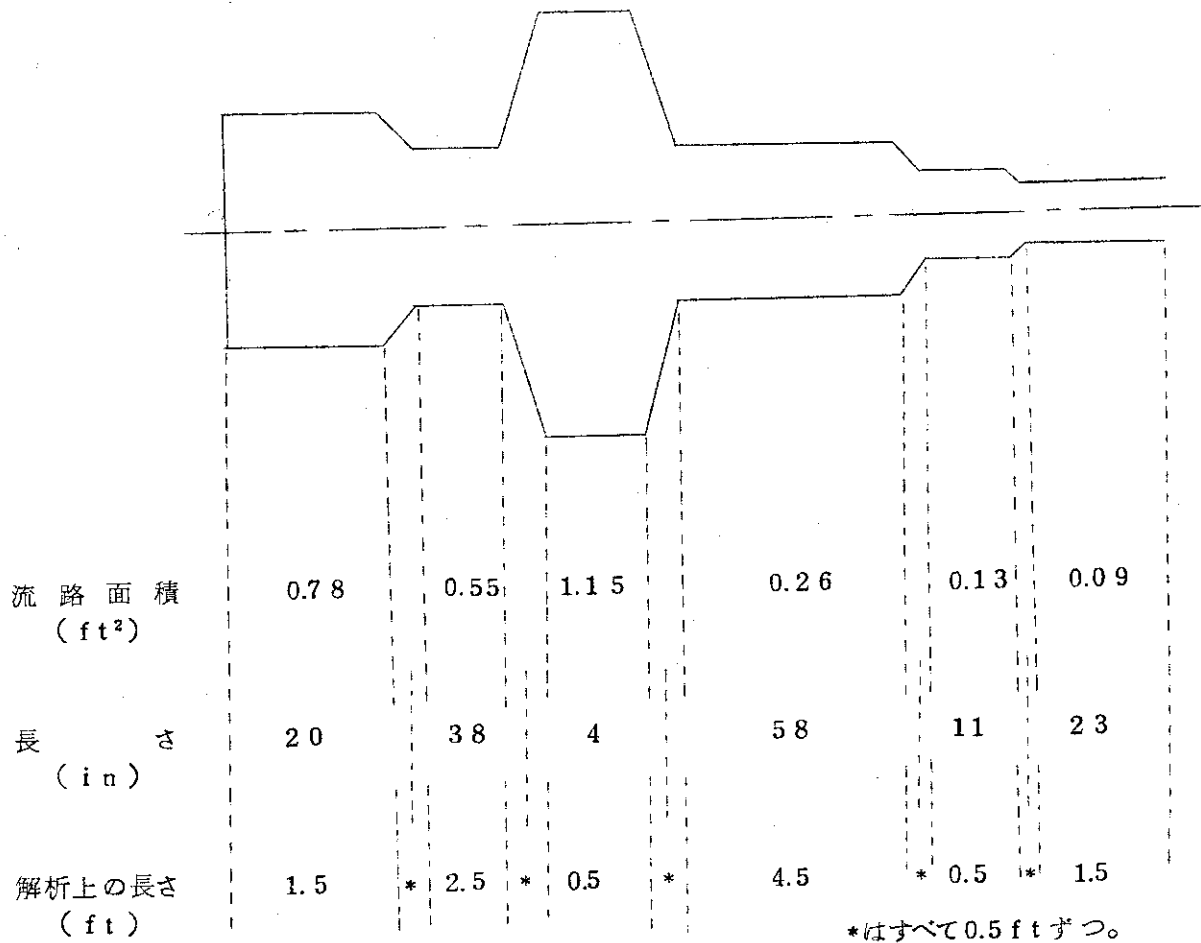
物性値などは、前項 No. 704 と同等であるとする。

3.2.2 解析結果と検討

(1) テスト No. 704 (CASE 21)

文献(3)および文献(4)に報告されている実験結果を転載して Fig. 3.2.1 に示す。本解析は 30% Break Area (No. 704) を対象としているが、100% Break Area (No. 706) の結果も合せて示してある。この結果から、破断口面積の違いがかなりの影響をもつことが明らかとなる。

BURST コードによる解析結果として、Fig. 3.2.2 にパラメータサーベイの 4 例の結果を示す。曲線 B と曲線 D は物性値の違いを比較したものであって、前者、曲線 B は、前述した 170 ata と 70 ata の諸数値から求めた係数 R_P と R_H を用い、後者、曲線 D は、参考例として示した 165 ata と 30 ata の諸数値から求めた係数を用いている。この両曲線の比較によって、物性値、すなわち係数の設定も大きな影響をもつことが明らかとなる。また、曲線 A, B および



○は破断時間(τ)の影響を比較したものである。破断時間を大きくすると、単に、曲線がなめらかとなるのみでなく、圧力低下の速さも異ってくる事が明らかとなっている。

さらに、バック圧力(P₂)を種々に変えた計算の結果をFig. 3.2.4に示す。これらの計算結果から得られる結論としては、全体的な圧力低下の傾向に着目すると、バック圧力1800 psigの場合が実験結果と一番良く合っていると云える。しかし、この結論は、この解析例のみについて云えることであり、必ずしも物理的現象との対応づけがあるわけではない。このため、このパラメータについては、数多くの実験解析を通じて、今後検討を進める必要がある。

(2) テスト 6711 (CASE 22)

バック圧力(P₂)を1800 psigとした2例をFig. 3.2.5に示す。この場合には、1800 psigのバック圧力は実験との一致を示していない。

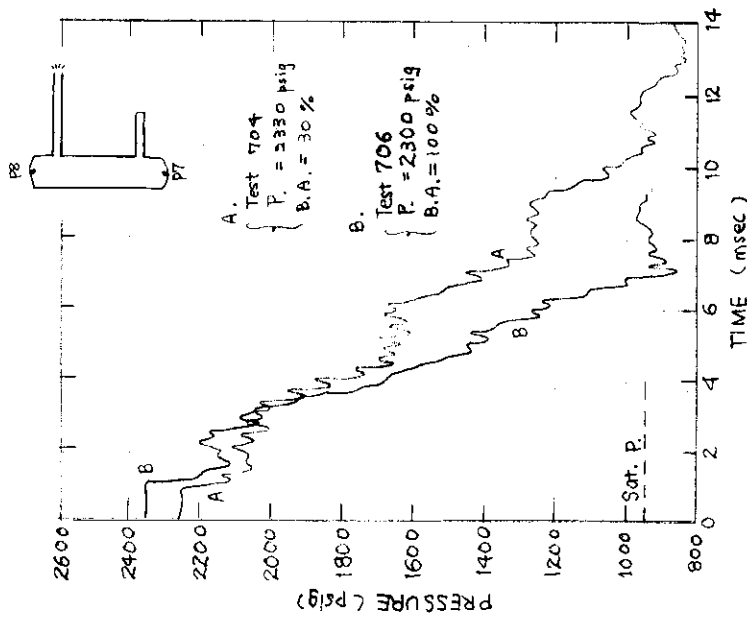


Fig.3.2.1 Experimental pressure transients (point P8)

τ	R_p	R_H
A 0.05 msec	0.13×10^{-6}	-0.252×10^{-5}
B 0.5	0.13×10^{-6}	-0.252×10^{-5}
C 5.0	0.13×10^{-6}	-0.252×10^{-5}
D 0.5	0.102×10^{-6}	-0.227×10^{-5}

Back pressure (p_2) : 850 psig

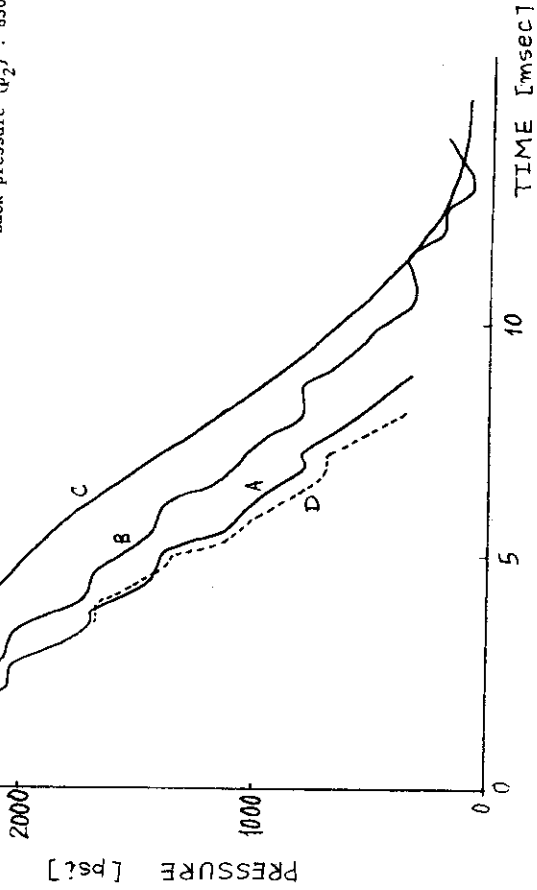


Fig.3.2.2 Pressure transients (point F8 case 21)

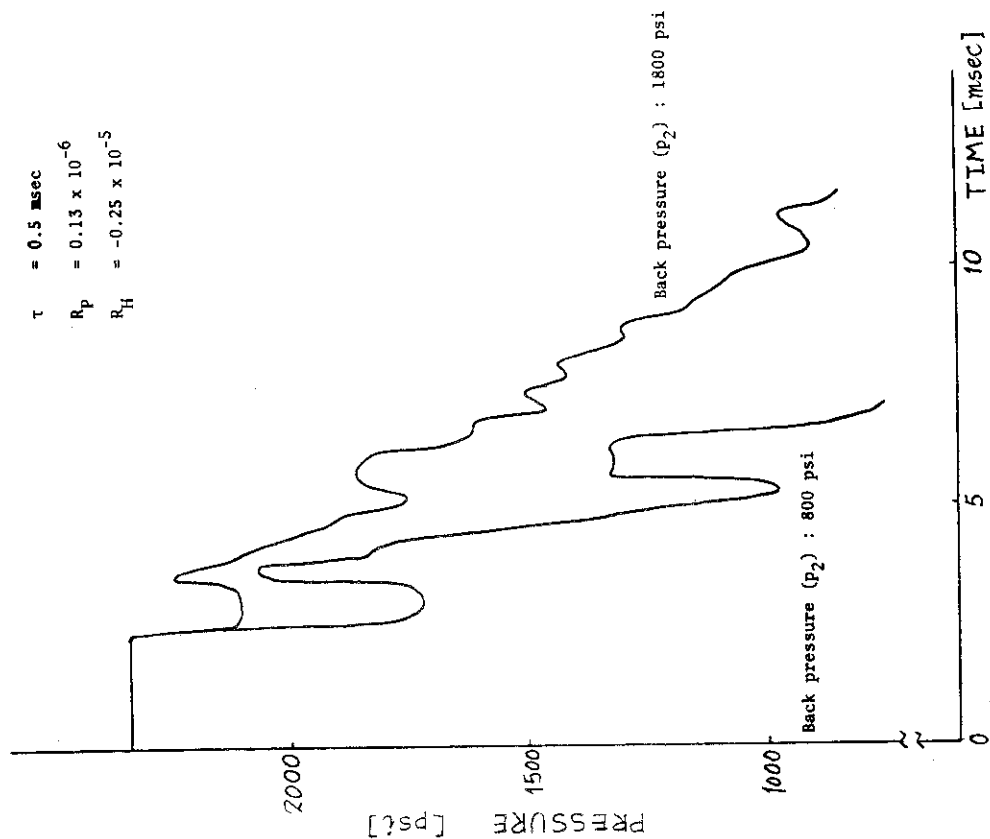
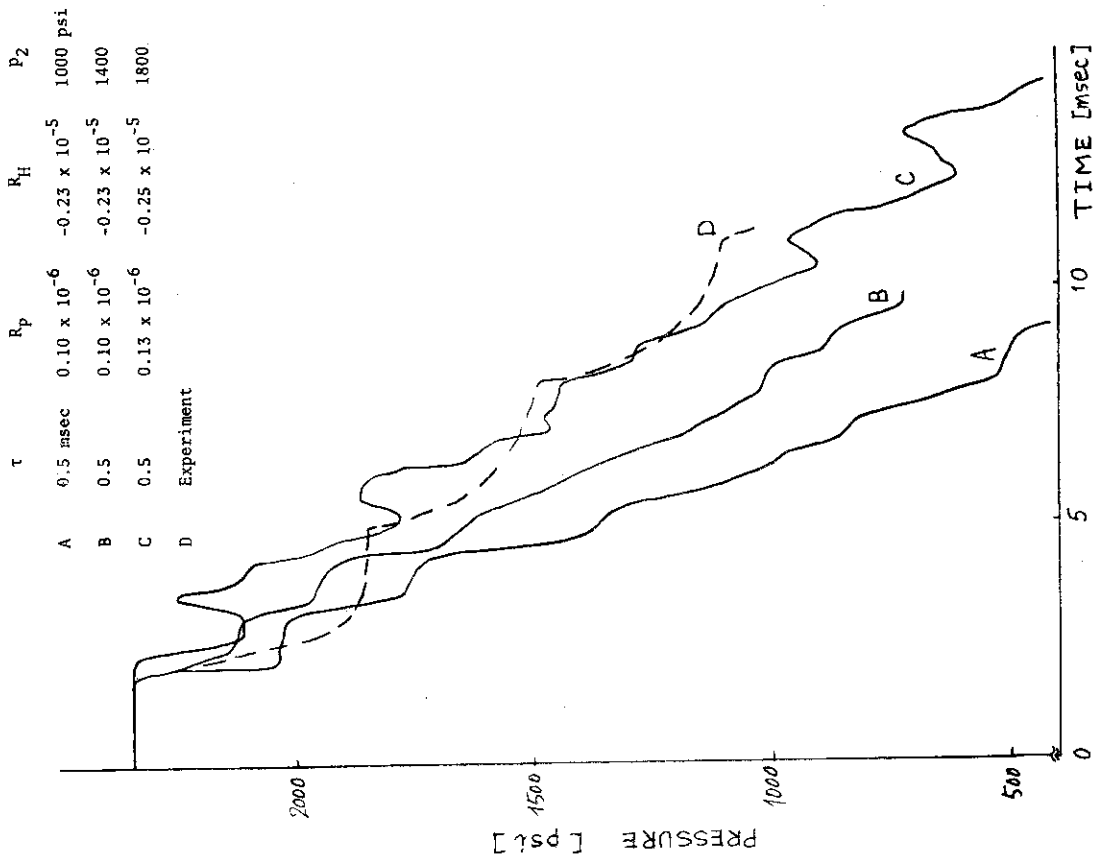


Fig. 3.2.3 Pressure transients (point P7, case 21). Fig. 3.2.4 Pressure transients (point P7, case 21).

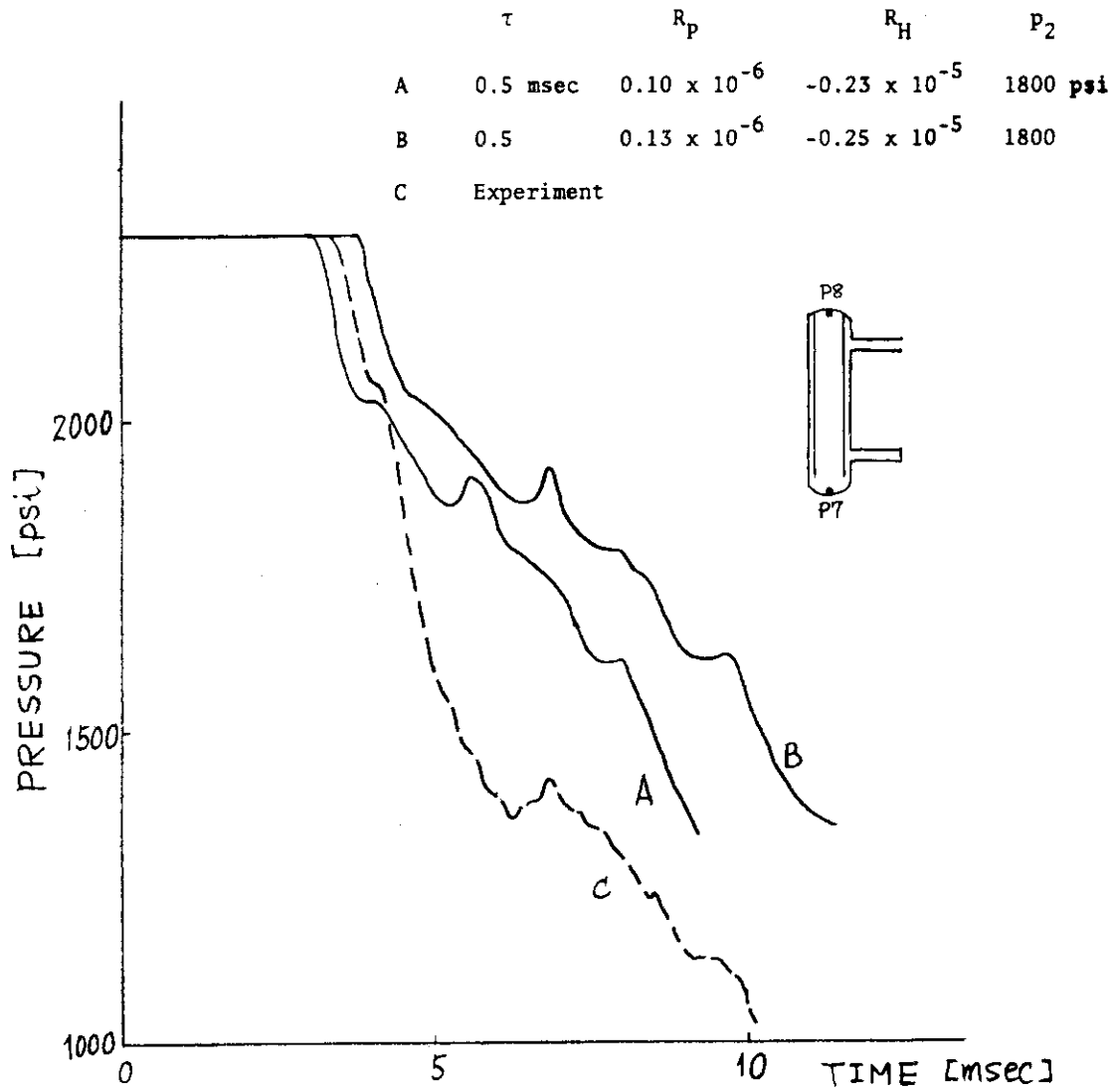


Fig.3.2.5 Pressure transients (point P8, case 22).

4 蒸気および二相流放出体系の解析

4.1 主蒸気管破断時における圧力波

沸騰水型原子炉 (BWR) 冷却系の特色は飽和蒸気, 飽和水, サブクール水の三者が共存することであり, 圧力波の伝播を論ずる場合もこのことを考慮しなければならない。従来の BURST コードは物性値 $(\frac{\partial v}{\partial p})_h$, $(\frac{\partial v}{\partial h})_p$ を一定としているため本質的にサブクール水中での圧力波伝播しかとりあつかえない。そこで BURST コードに物性値として蒸気表を内蔵させて, 飽和蒸気や飽和水中での圧力波伝播もあつかえるように改良を試みた。この改良において, 二相間には常に熱平衡が成立しており, かつ二相流は均質流であると仮定した。この二つの仮定について吟味すると, 飽和蒸気中の圧力波伝播に対しては妥当な仮定と云い得るが, 飽和水中では妥当な仮定と言い切れない面を持つ。従って以下の解析結果のうち飽和水 (放出後直ちに二相流に変化) のものは単に定性的な傾向を示すものとするのが妥当と思われる。

解析結果を次に示す。現象を簡単にするために主蒸気管だけから成る系を考えた。管中にサブクール状態にある高温高圧水 (圧力 1000 psi, エンタルピー 522 Btu/lb) が存在し, 瞬時 (50 μ sec) に破断した場合の圧力変化を Fig. 4.1.1 に示す。外圧は 600 psi としている。又質量速度変化を Fig. 4.1.2 に示す。図からわかるようにサブクール水中では伝播速度は大きい, 飽和状態に達すると伝播速度は小さくなり傾斜も大きくなる。主蒸気管中に 1000 psi の飽和蒸気が存在するとして同様の解析をした結果を Fig. 4.1.3 及び Fig. 4.1.4 に示す。次に断面積変化のある場合の圧力波伝播について調べたが, その結果を Fig. 4.1.5 に示す。面積変化の前後に於ける圧力勾配の比は, 音波の理論から得られる数値と大きな違いはない。次に, サブクール水中の圧力波伝播のうち, 閉口端で反射波が発生した後に圧力が飽和圧力以下になる場合の計算結果を Fig. 4.1.6 に示す。この場合, 反射波は閉口端近辺では飽和圧力以下になるが, 閉口端から少し離れるとほぼ飽和圧力を保ったまま伝播することがわかる。

以上の一般的考察をもとにして, 主蒸気管破断時の炉心に伝わる圧力波について考察したものを次に述べる。

4.2 主蒸気管破断時に発生する炉心圧力勾配

主蒸気管破断時に発生する圧力波のうち, 波頭の部分は音波として扱われる。この波頭部に關して, 以下の近似解析を試みた。

破断点における波頭の圧力勾配は次の 3つの因子の影響を受けた後炉心に達する。

(i) 音速の圧力依存

長さ l の管の入口における圧力勾配を次のようにおくと, 音速の圧力依存係数が求まる。

$$\left(\frac{\partial P}{\partial Z}\right)_{z=0} = \frac{P_0}{a}$$

$$\left(\frac{\partial C}{\partial P}\right)_{P_0} = \frac{K-1}{2K} \cdot \frac{C_0}{P_0}$$

長さ l を通過するに要する時間は l/C_0 であるから、管出口における圧力勾配は次式のようになる。

$$\left(\frac{\partial P}{\partial Z}\right)_{Z=l} = \frac{P_0}{a + \frac{K-1}{2K} l}$$

(ii) 面積変化の影響

透過波の圧力勾配は次式より求められる。

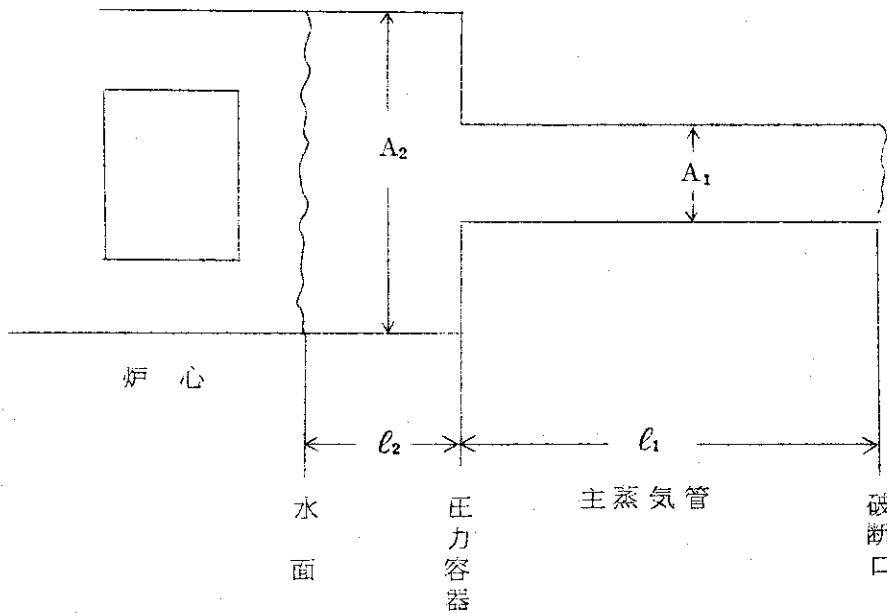
$$\left(\frac{\partial P}{\partial Z}\right)_2 = \frac{2}{1 + \frac{A_2}{A_1}} \cdot \left(\frac{\partial P}{\partial Z}\right)_1$$

(iii) 媒質変化の影響

蒸気相より水面を透過する圧力波の振幅は約 2 倍となるが、水中での音速もほぼ 2 倍となるため圧力勾配は概略等しいとみることが出来る。

$$\left(\frac{\partial P}{\partial Z}\right)_{\text{water}} = \left(\frac{\partial P}{\partial Z}\right)_{\text{steam}}$$

図のような形状を考えて炉心における圧力勾配を求める。但し水中の音速の圧力依存は無視する。



前に述べた 3 つの式をもとに次式をうる。

$$\left(\frac{\partial P}{\partial Z}\right)_{\text{core}} = \frac{P_0}{\frac{K-1}{2K} l_2 + \frac{1 + A_2/A_1}{2} \left(\frac{K-1}{2K} l_1 + a\right)}$$

a は破断の速さに依存するが瞬時破断を考え $a = 0$ とする。

実際の数値を次のようにおく。

$$\ell_1 = 100 \text{ ft}$$

$$\ell_2 = 23 \text{ ft}$$

$$A_2/A_1 = 100$$

$$K = 1.26$$

$$P_0 = 1000 \text{ psi}$$

$$\left(\frac{\partial P}{\partial Z}\right)_{\text{core}} = 0.16 \text{ psi/inch}$$

上の数値は粒子速度の影響を無視しているため実際の数値よりずっと大きくなっている。

前に示した形状について計算した結果を示す。

破断口の圧力が 1000 psi から 600 psi までおちるとしたが、計算上の都合でまず破断口より 20 ft までの計算をした。結果を Fig. 4.2.1 に示す。外挿により波頭が 100 ft の点に達したときの勾配を図より求めると 0.91 psi/inch となる。

次に面積変化であるが、一度に 100 倍にしたのでは、計算結果から数値を読みとることが出来ないので、ひとまず 10 倍にしたときの結果が Fig. 4.1.5 に示されている。面積比 10 のときに圧力勾配は 1/8 となることから、面積が 100 倍になる時勾配が 1/64 になると考えると、100 ft の主蒸気管通過後面積が 100 倍になる時勾配は 0.014 psi/inch となる。

ただし面積変化の影響は実際には形状に大きく依存し一次元の問題としてとり扱えない為、上の数値も大きい誤差を含むと考えられる。

以上の検討でも分るごとく、主蒸気管破断時の炉心における圧力勾配が充分小さいことは確かめ得た。

4.3 フローリミターの影響

流路中にフロー・リミッターがありその下流部に破断口がある場合、外圧が臨界圧力以下でなくてもフロー・リミッター部には容易に臨界流が発生する。この時、フロー・リミッターの下流部には等エントロピー変化の連続解は存在せず本質的には BURST では解析できないものである。この解決方法としては、仮にフロー・リミッターで破断が起ったと仮定して解析するほかなく、又そうしても大きい誤差は生じない筈である。以下の解析は、フロー・リミッターによる超音速流中の衝撃波に対して BURST がどのような近似解を与えるかを調べたものである。この結果、特にフロー・リミッターの下流部がラバル管とみなせるような形状の場合、外圧の大きさがある範囲にあるとき、フロー・リミッターと破断口の間に衝撃波が発生することが考えられる。BURST による計算結果を Fig. 4.3.1, Fig. 4.3.2 に示す。図より、BURST は、その本質的な制限条件を超えて、不連続な非等エントロピー変化である衝撃波に対しても、極めて優秀な近似解を与えることがわかった。

4.4 二相流体系の解析とその問題点

BURSTコードにおいては、水の密度を圧力およびエンタルピーの一次式で近似し、未飽和水中の圧力波伝播現象を解析している。二相流体系中の圧力波伝播現象を解析するには、このような考え方を発展させて、二相流体の密度を、同様に圧力とエンタルピーの関係式（一次式とは限らず）で表わすことによって可能であると思われる。二相流体系をこのように扱うことは、(i)水・蒸気の二相間に熱力学的平衡が成立していること、(ii)水・蒸気の二相間にスリップがないことなどの仮定を設定したことになり、実際の現象を正確に表わすことができるか否かに疑問を生じるが、二相間の断熱、ボイド成長遅れなどを考えた解析手法を組みあげる前段階として諸検討を試みることにする。

水の密度の圧力に対する変化の様子は、例えば 300 kcal/kg のエンタルピーの水について Fig. 4.4.1 の A 型の曲線に示す如くである。この曲線を表示する式を用いた解析結果を Fig. 4.4.2 に示す。流路形状は直管で、初期には未飽和水であって、開放端で発生した膨脹波が閉鎖端で反射することによって沸騰水となるような条件の圧力とエンタルピーとなっている。この解析の結果では、膨脹波によるボイドの発生過程で解が不連続となり、さらに、膨脹波が開放端で反射して圧縮波となり、これによるボイドの消滅過程の計算で解が発散することになった。

このような解の不安定性の一因として、水の密度変化の曲線が飽和圧力点において急激な変化をもち、微分量 $\left(\frac{\partial \rho}{\partial p_H}\right)$ が不連続となっていることがあげられよう。この点に関する改良として、Fig. 4.4.1 の B 型曲線を準備し、上記と同様の解析をおこなった結果を Fig. 4.4.3 に示す。膨脹波によるボイド発生過程での解の不連続性はやゝ改められたが、ボイド消滅過程では解が振動し、ついには発散することが認められた。

不安定性の改良をさらにすすめるために、空間メッシュ巾を小さくし、時間ステップ巾を短かくした解析をおこなった。すなわち、上述した2つの解析例に比し、空間メッシュ巾を $1/2$ 、時間ステップ巾を $1/4$ として解析した。結果を Fig. 4.4.4 に示す。この解析では、膨脹波が一往復して、圧縮波がボイドを消滅させながら内部に向かって進み始める時刻までの計算はおこなわれているが、この後、解がしだいに振動するようになる。解が振動する現象は、圧縮波の先端の二相部における音速より後方の単相部における音速が大きく、波の長さがしだいに短かくなり、衝撃波に近づくことを意味するためと思われる。

以上のべたごとく、ボイドの発生と消滅に関する解析は多くの問題点をもつことが明らかとなったが、ボイド量の増加・減少のみを含む現象の解析には問題が生じるか否かについて検討を加えることにする。すなわち、初期状態においてすでにボイドのあるような条件の圧力とエンタルピーとして、破断口圧力を種々の値に設定して解析をおこなった。Fig. 4.4.5 にこの解析結果の一例を示すが、単相流体中の圧力波伝播現象の如く一定の勾配をもった圧力波が内部に進行するのでなく、開放端側から次第に圧力が低下して行く形式をとり、特徴ある現象を見せている。しかしながら、より低い破断口圧力を設定した解析においては、やはり解の発散が生ずることが認められる。

以上の検討から、熱力学的平衡モデルによる計算では問題の生ずる場合として、次のようにまとめられよう。

- (i) ボイドの発生部：解の不連続
 - (ii) ボイドの消滅部：解の発散
 - (iii) 二相流体中の圧縮波（ボイドを消滅させながら波が進む時）：解の振動
 - (iv) 破断口圧力が低すぎる場合
 - (v) 蒸気放出系等において，convergence-divergence nozzle で圧力が負となる場合
- 上記のうち，(i)および(ii)は物性値関数に適当な補正（まるみ）を加え，時間ステップ巾を小さくすることで避けることができ，(iv)は破断口圧力の適正な設定によって解決できると考えられるが，(iii)および(v)の問題の解決は，今後の検討によることとなる。

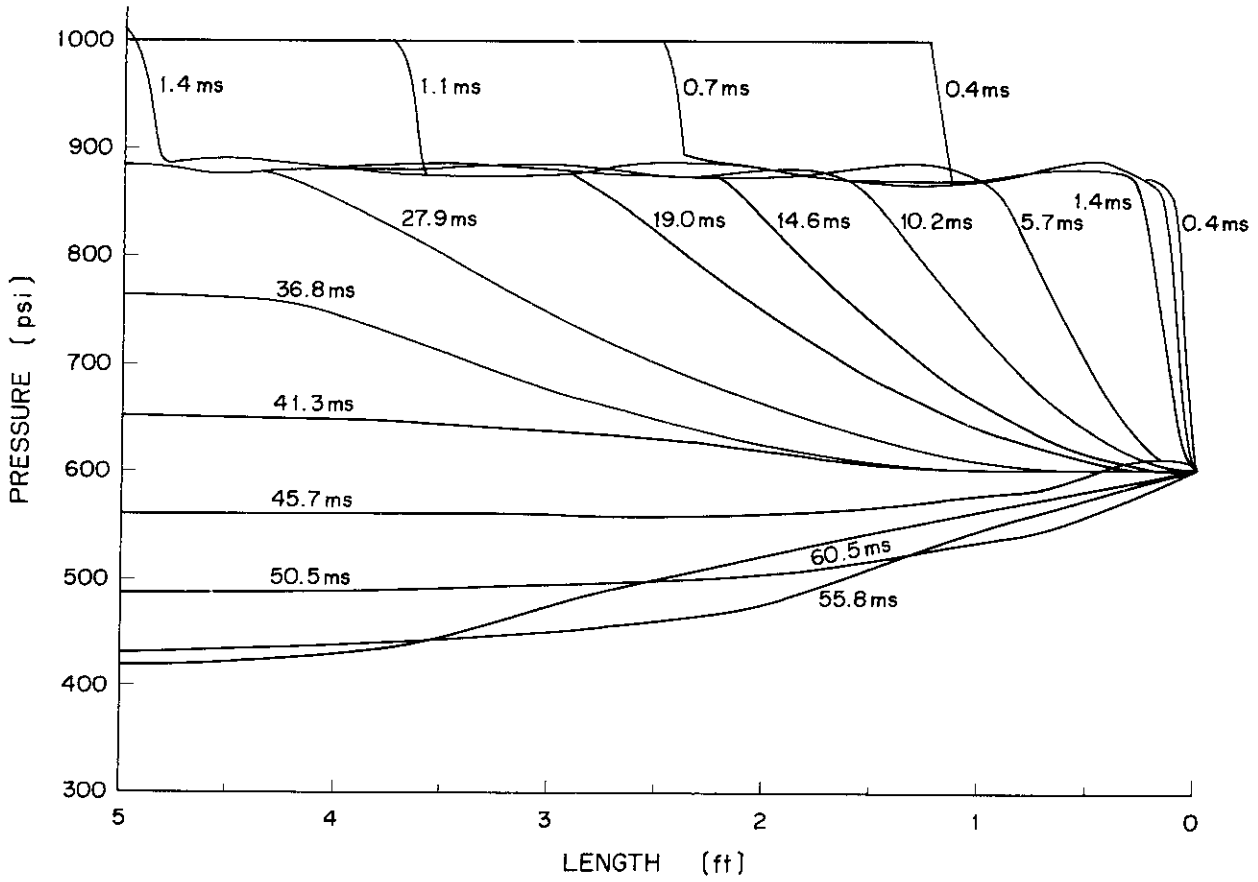


Fig. 4.1.1 Pressure wave propagations in saturated water

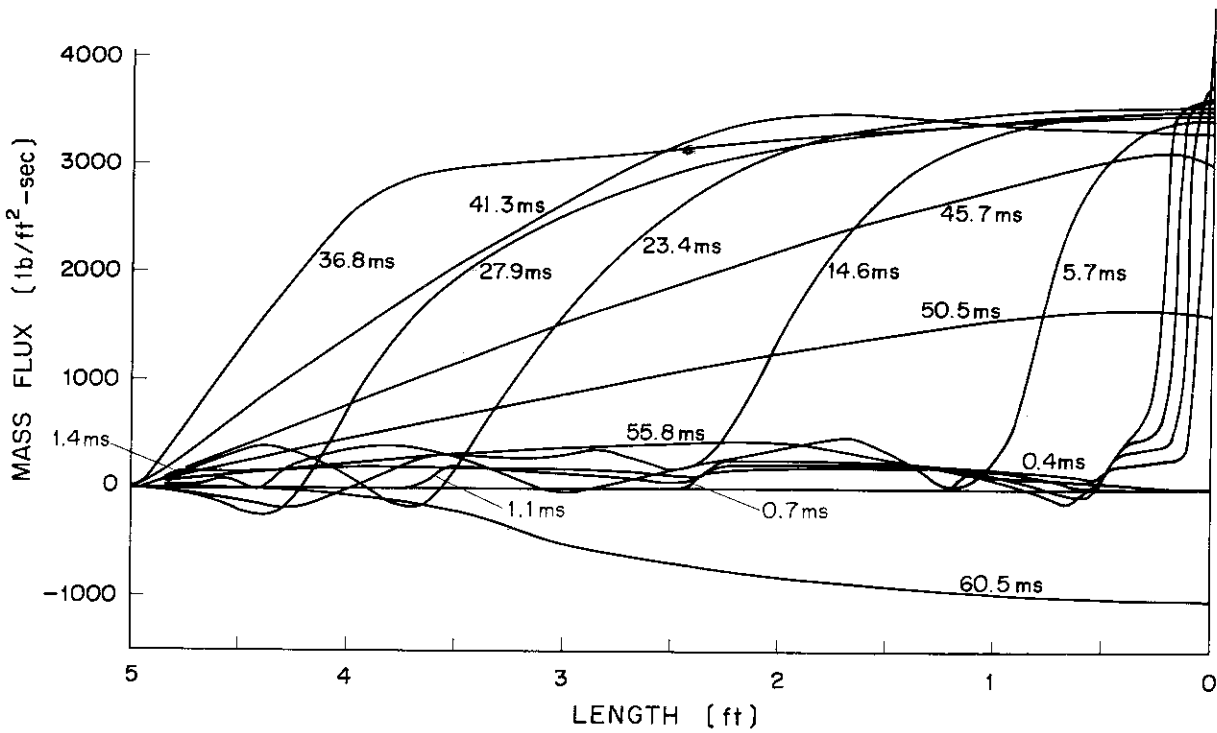


Fig. 4.1.2 Transient mass flux distributions in saturated water.

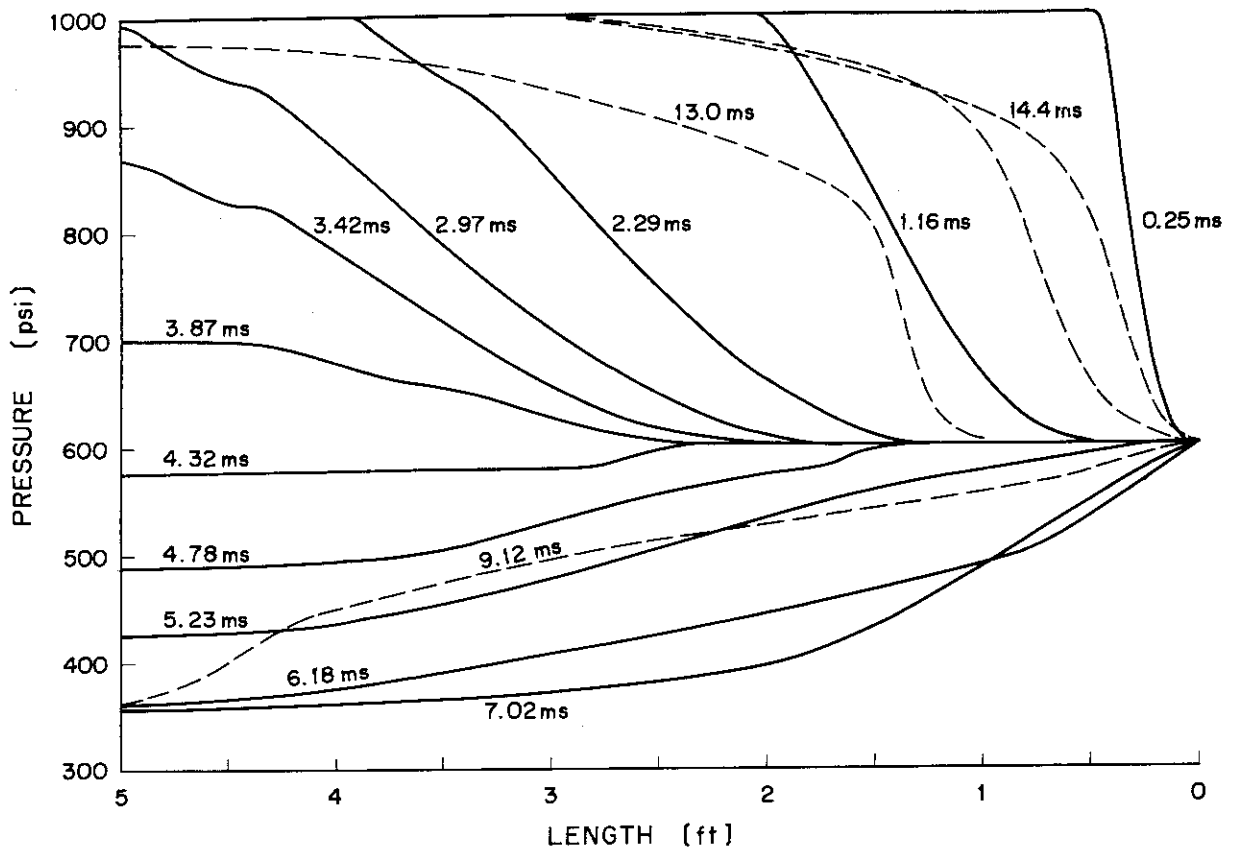


Fig.4.1.3 Pressure wave propagations in saturated steam.

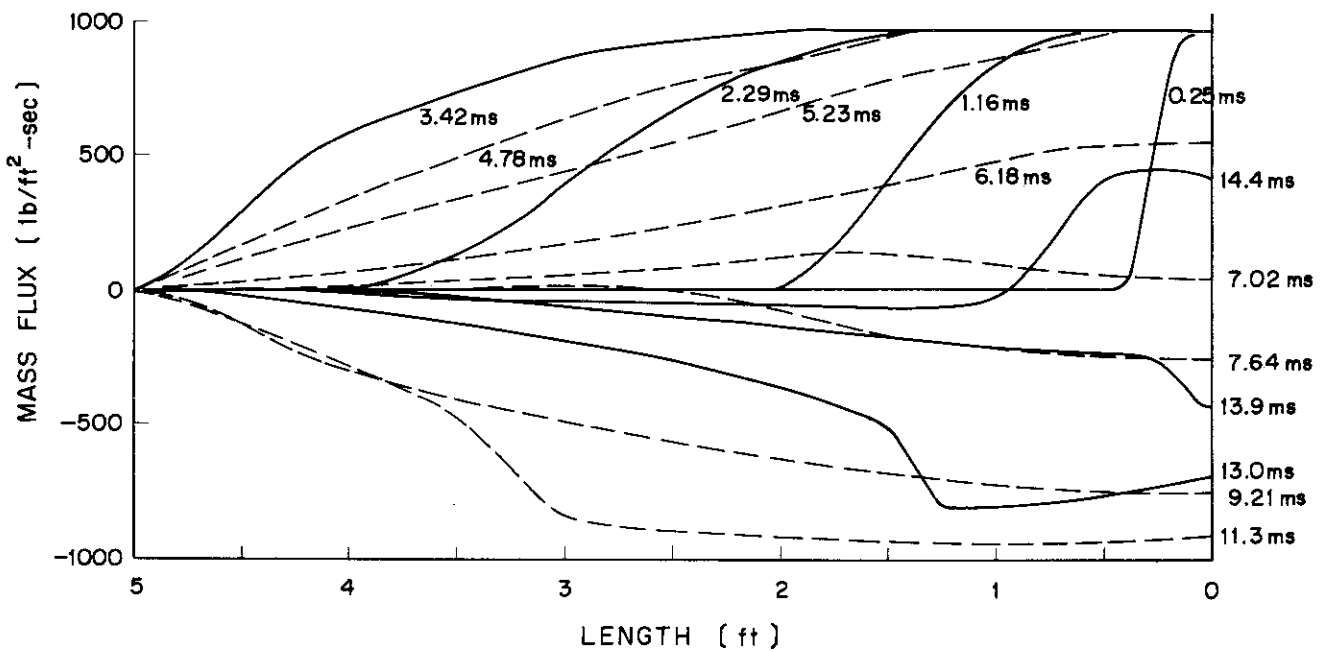


Fig.4.1.4 Transient mass flux distributions in saturated steam.

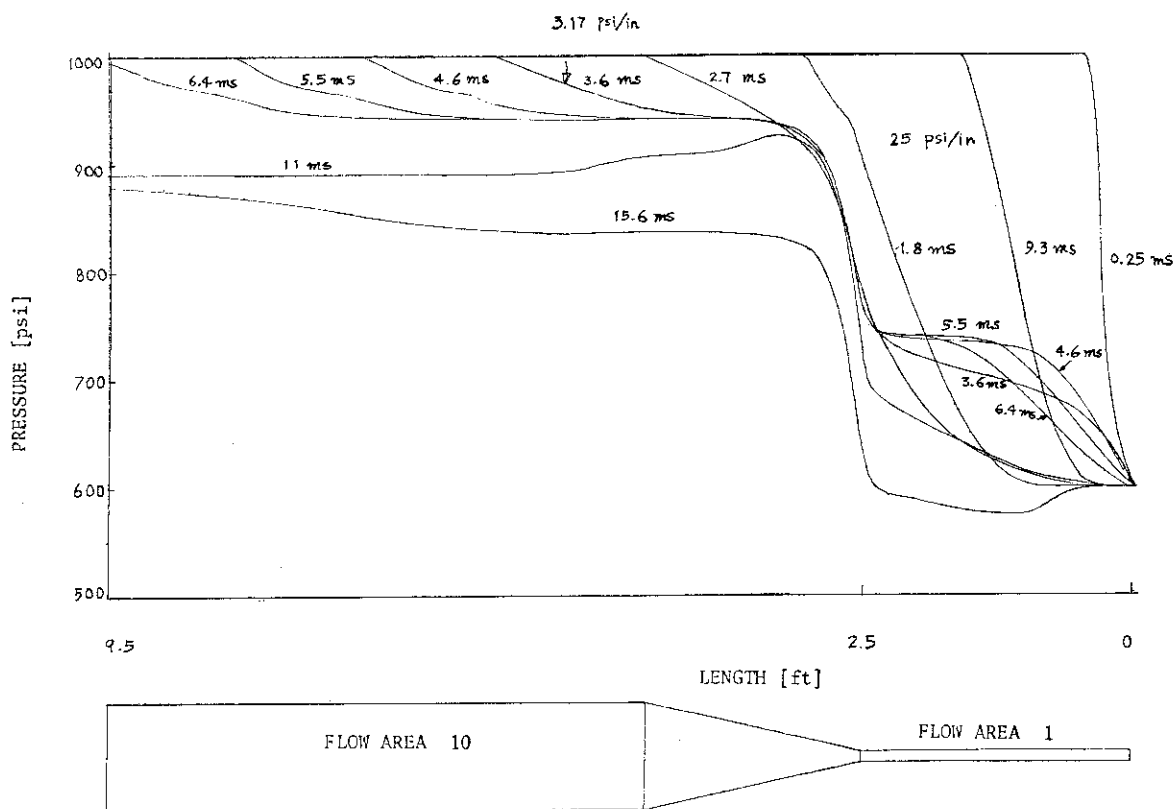


Fig. 4.1.5 Pressure wave propagations in converging nozzle.

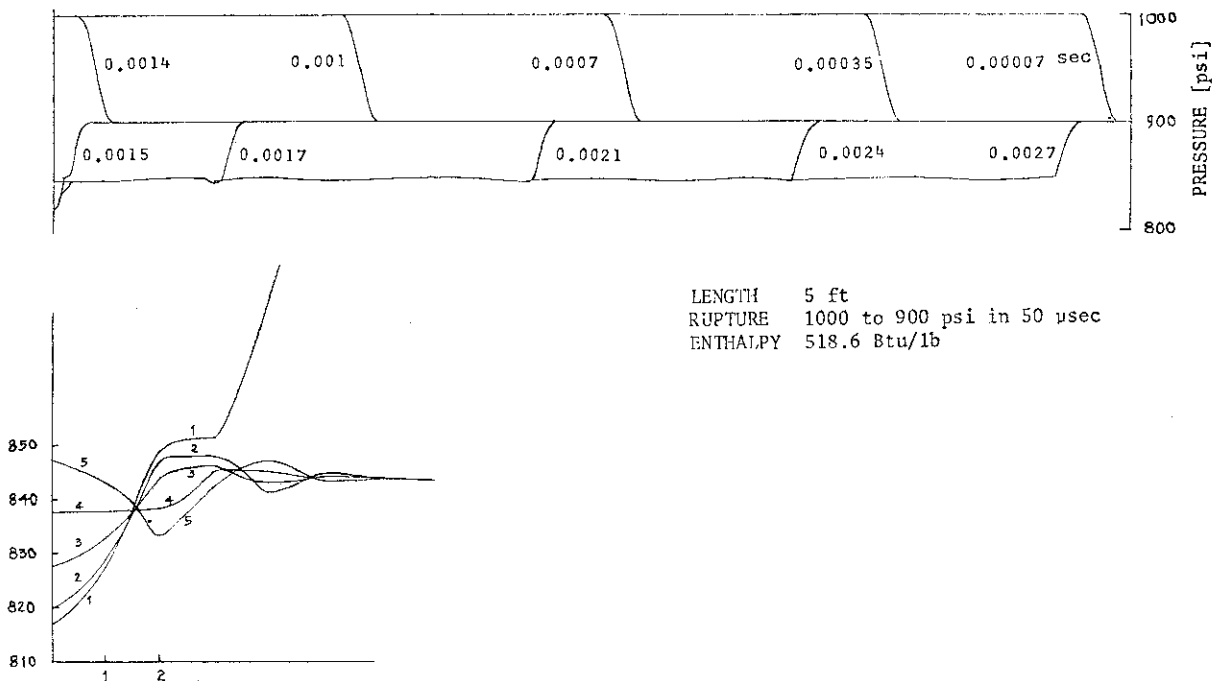


Fig. 4.1.6 Pressure wave propagations in saturated water.

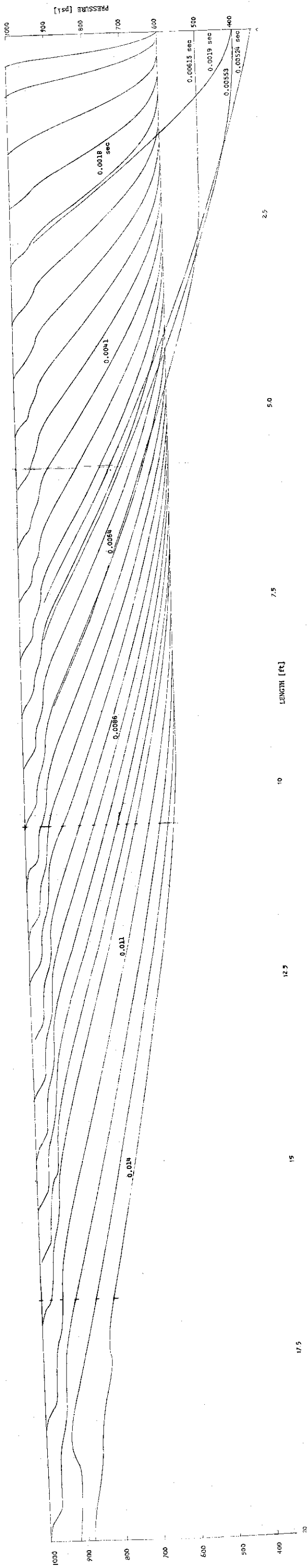


Fig.4.2.1 Pressure wave propagations in main steam pipe.

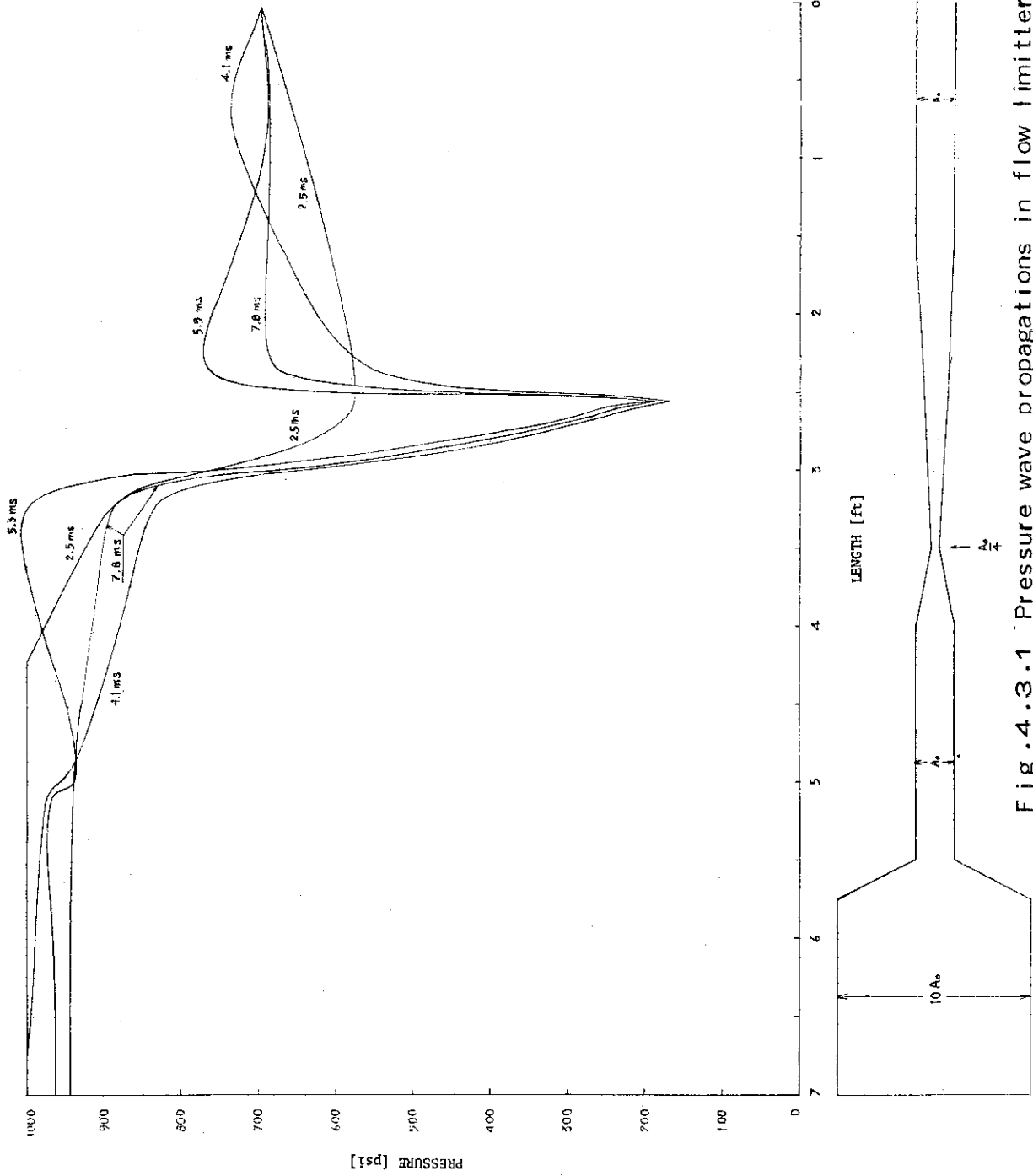


Fig. 4.3.1 Pressure wave propagations in flow limiter.

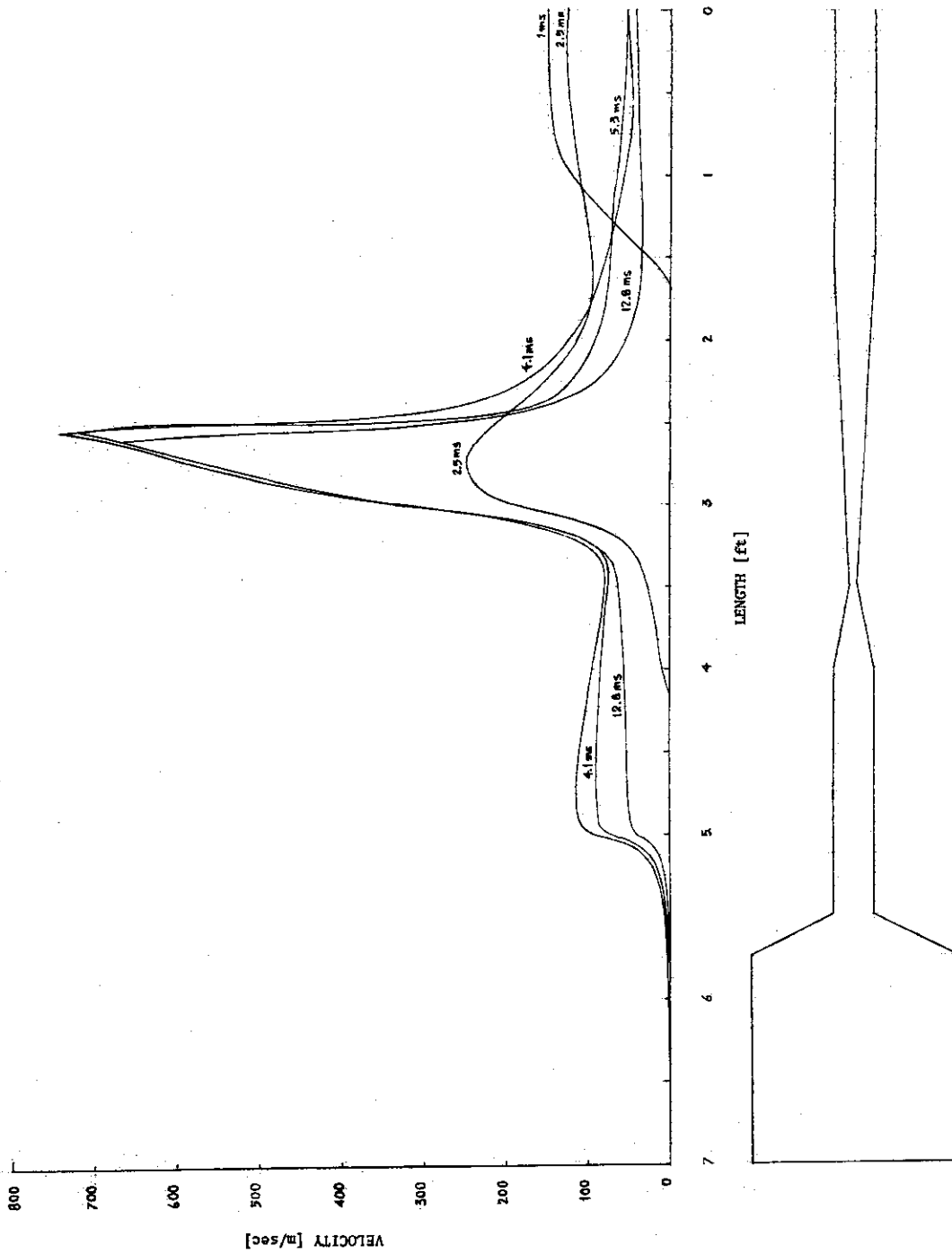


Fig.4.3.2 Transient velocity distributions in flow limiter.

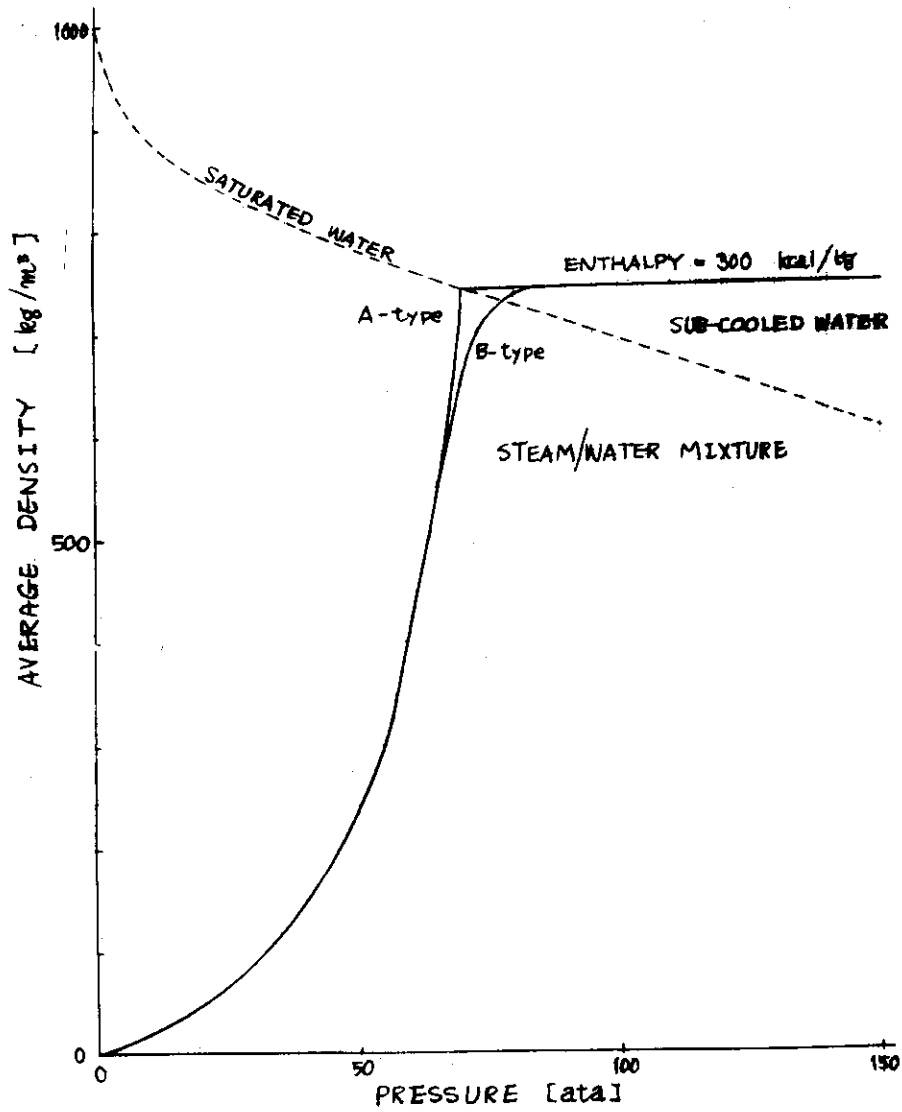


Fig.4.4.1 Representation of coolant density by a function of pressure and enthalpy.

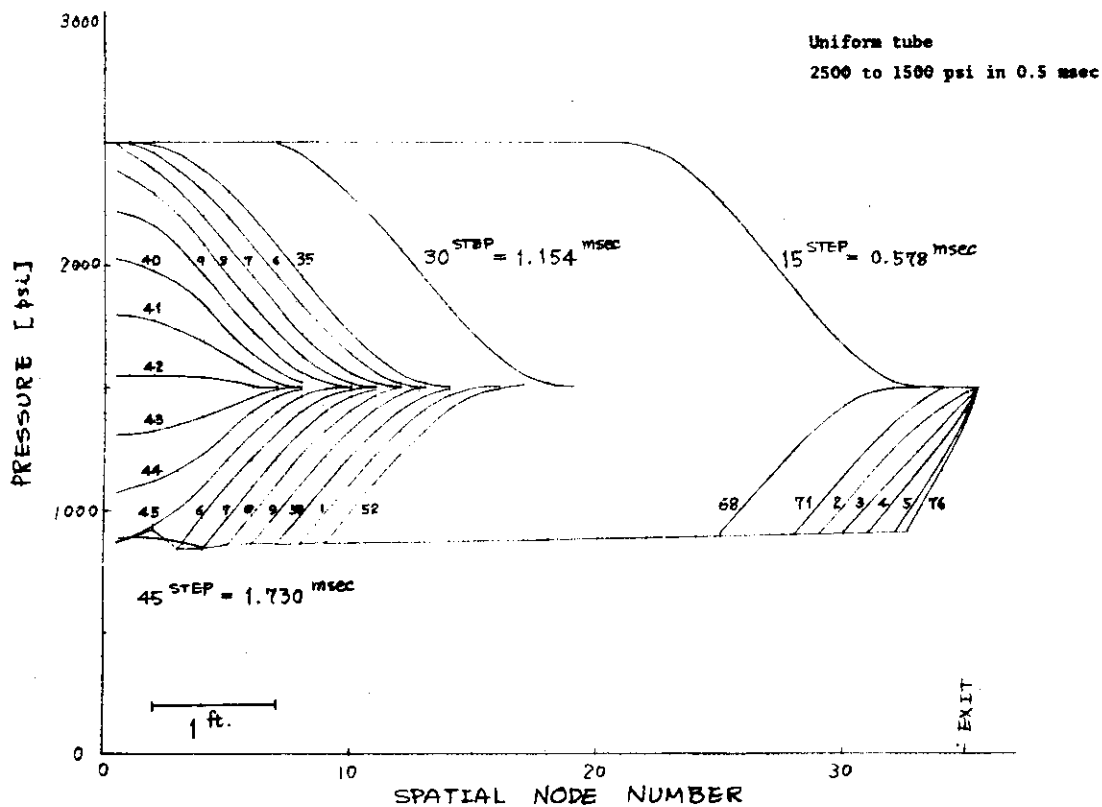


Fig.4.4.2 Wave propagations in high temperature water, using A-type function.

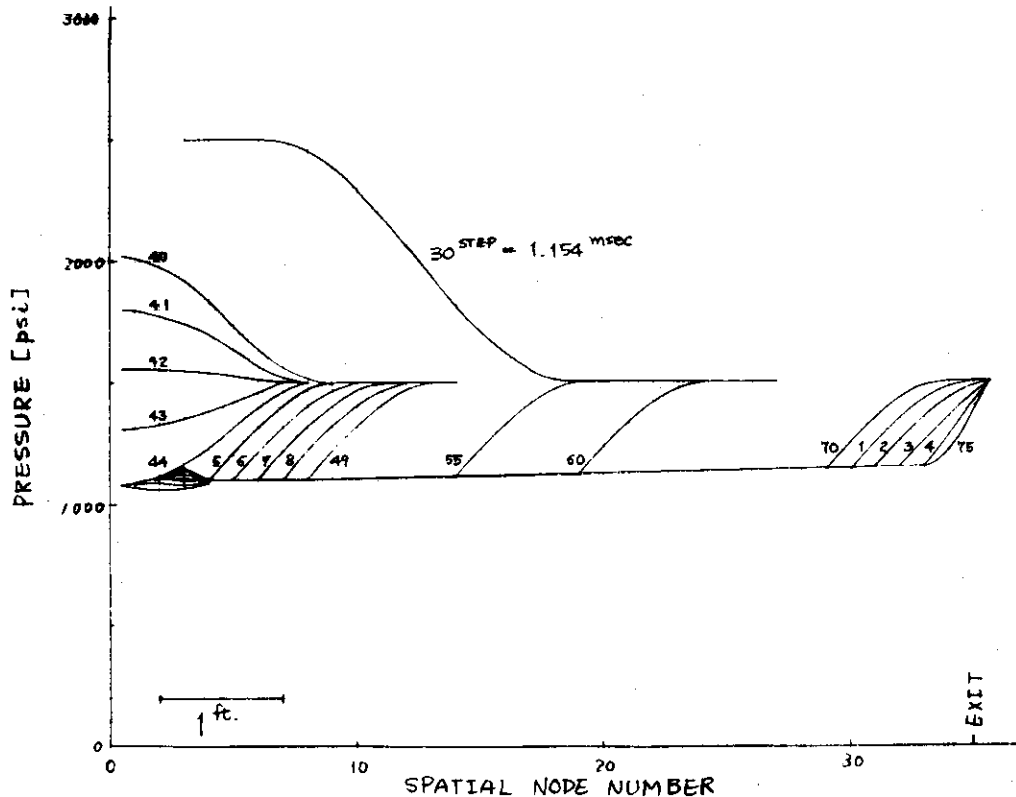


Fig.4.4.3 Wave propagations, using B-type function.

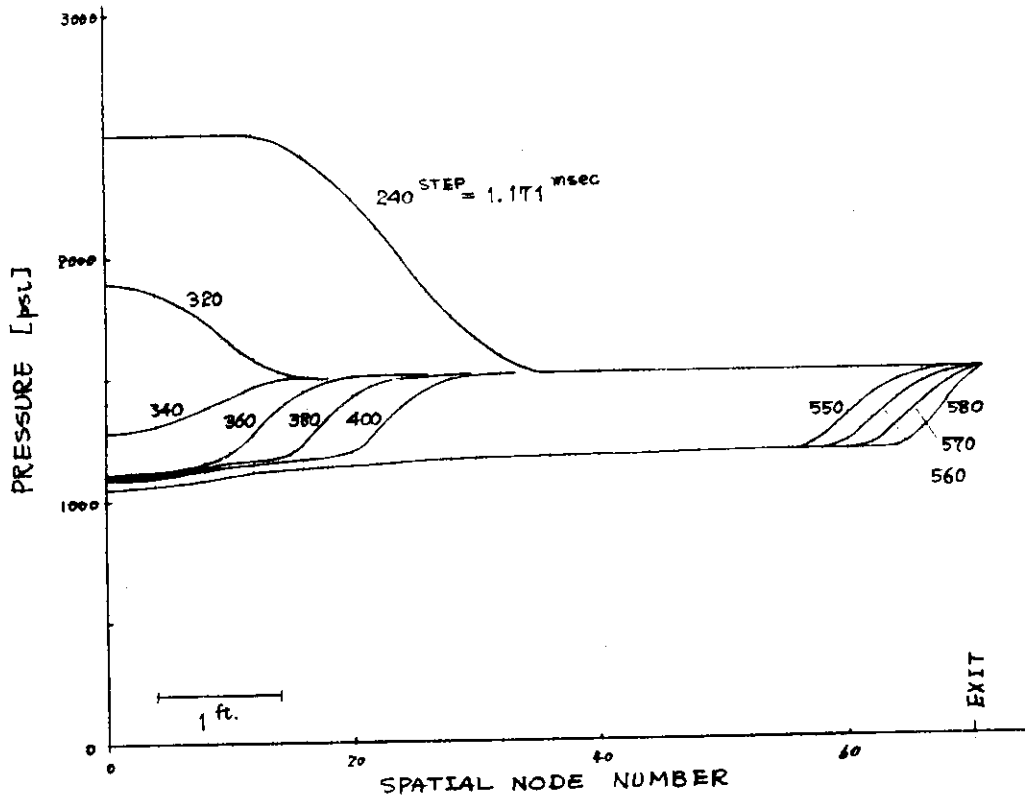


Fig.4.4.4 Wave propagations, using B-type function with smaller mesh spacing.

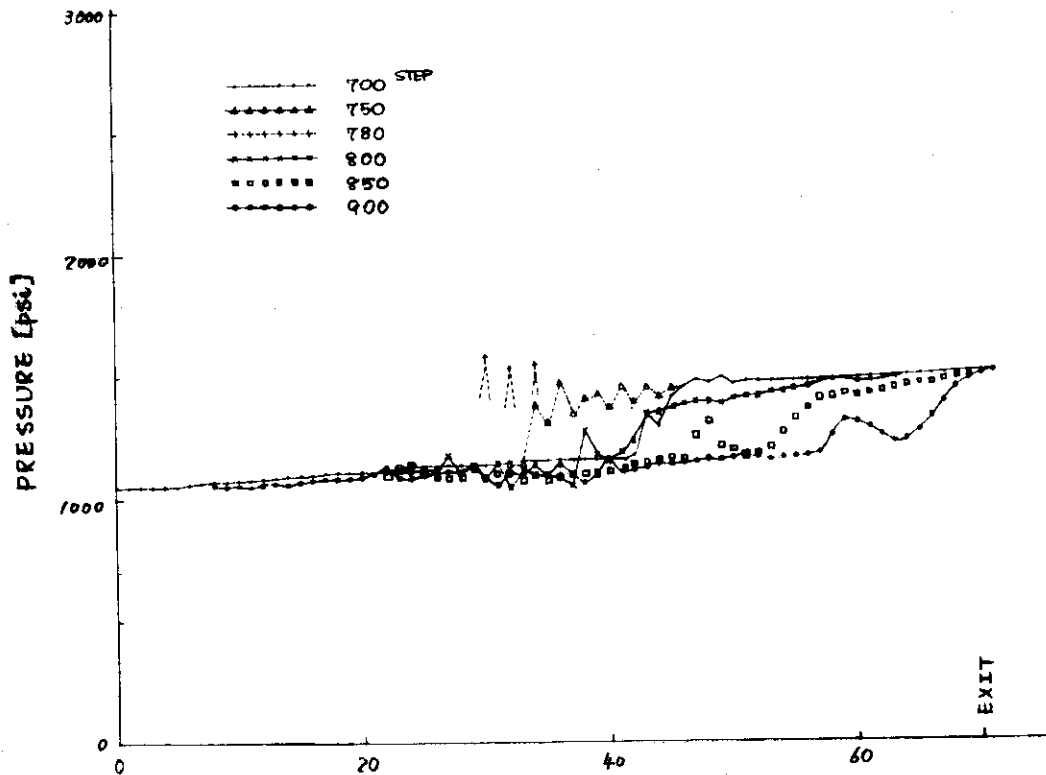


Fig.4.4.4 Continued.

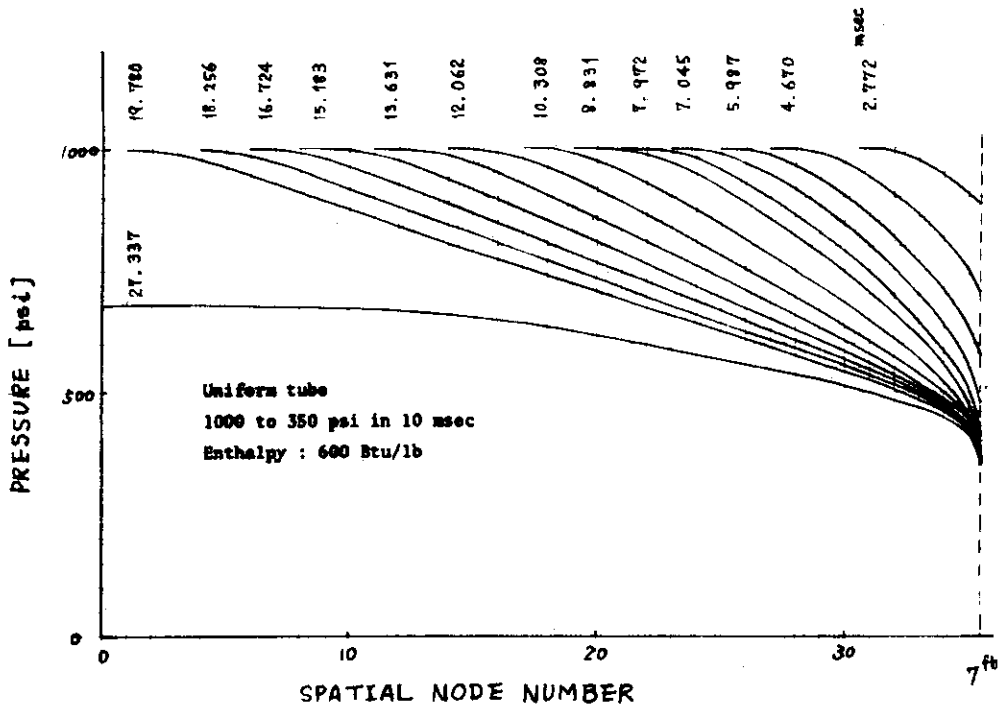


Fig. 4.4.5 Wave propagations in two-phase flow.

5 お わ り に

本報告では、BURSTコードによる実験解析およびBURSTコード改良版による蒸気・二相流体系における圧力波伝播現象の解析について述べてきたが、この二つの解析により次の結論が得られた。

まず、実験解析に関しては、

- (1) 低温水放出体系においては、破断口解放時間を適当に設定しさえすれば、実験と解析は良く一致する。
- (2) 高温水放出体系においては、上記解放時間の他に放出口圧力レベルが重要な因子でありこれは、実験条件や流路形状等に左右されるために、今回の解析のみで全てのケースに適用しうる結論を見出すことは出来なかった。

次に、蒸気・二相流放出解析に関しては、

- (1) 蒸気放出体系については、数値解法上の困難は少なく、定性的には妥当な結果が得られた。今後、定量的な検証を進める必要がある。
- (2) 二相流放出体系については、熱力学的不平衡状態や二相流流動等のモデルが不十分なため数値解法上の問題が多く発生した。また、計算結果についても、その妥当性を検証するのに十分な情報は未だ得られなかった。

以上の結論からも明らかなように、BURSTコードは、初めに設定された使用範囲に関する限り、極めて有効な解析手段となり得る。又、このコードの適用範囲を拡大するためには、今後の検討が俟たれる。

謝 辞

BURSTコードは Idaho Nuclear 社の好意により入手することが出来た。

本解析の遂行にあたっては本専門部会長石川迪夫氏の御指導，御援助に負うところが大きかった。また，計算機利用については，センチュリリサーチセンタ社の今西 肇氏に御援助を賜った。さらに，解析結果の検討においては，本専門部会 WHAMコード整備グループの安達公道氏，森 繁彦氏，太田克巳氏との討論が有益であった。ここに，各氏に対し深甚なる謝意を表す。

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, Phillips Petroleum Co. (1967)
- (2) 篠田，今岡，川部，石川，"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"，JAERI-memo 4473，日本原子力研究所(1971)
- (3) G.H.Hanson, "Subcooled - blowdown forces on reactor - system components : Computational method and experimental confirmation", Supporting document for ANS 1969 Winter meeting, Idaho Nuclear Corp. (1969)
- (4) G.F.Brockett, "Reactor system coolant decompression studies", Paper presented at the specialists meeting on depressurization effects in water cooled power reactors, Frankfurt, Phillips Petroleum Co. (1969)

謝 辞

BURSTコードはIdaho Nuclear社の好意により入手することが出来た。

本解析の遂行にあたっては本専門部会長石川迪夫氏の御指導，御援助に負うところが大きかった。また，計算機利用については，センチュリリサーチセンタ社の今西肇氏に御援助を賜った。さらに，解析結果の検討においては，本専門部会WHAMコード整備グループの安達公道氏，森繁彦氏，太田克己氏との討論が有益であった。ここに，各氏に対し深甚なる謝意を表す。

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, Phillips Petroleum Co. (1967)
- (2) 篠田，今岡，川部，石川，"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"，JAERI-memo 4473，日本原子力研究所(1971)
- (3) G.H.Hanson, "Subcooled - blowdown forces on reactor - system components : Computational method and experimental confirmation", Supporting document for ANS 1969 Winter meeting, Idaho Nuclear Corp. (1969)
- (4) G.F.Brockett, "Reactor system coolant decompression studies", Paper presented at the specialists meeting on depressurization effects in water cooled power reactors, Frankfurt, Phillips Petroleum Co. (1969)

Appendix 1 無限容量溜部の導入とプロッタールーチンの付加

本文で述べたように、下記の機能がBURSTコードに追加された。

(i) 無限容量溜部

(ii) プロッタールーチン

この機能追加にともなって、コードの使用方法が下記のように変更された。

(i) 入力データはTable A.1によって設定すること。

変更点は下記の通り。

a IPPT, IPGT, INTPが使用可能となり、これに関するデータが追加された。

b オプションIROSAが追加された。

(ii) プロッターによる作図のための表題・定数の設定をTable A.2に示す如くおこなうこと。

以下に、プロッタールーチンについて概説する。

このBURSTコード用プロッタールーチンは、BURSTコード計算された圧力波伝播の解析結果をプロットするために作成され、次の3種類の図をプロットすることができる。

(i) ある点の、圧力の時間による変化

(ii) ある点の、流量の時間による変化

(iii) ある時刻の、圧力および流量の流路内分布

プロッタールーチンの部分は、2つのSUBROUTINE BPLOT, WTPLOTより成り、さらに、図の表題・定数を設定するためのSUBROUTINE DATA (または、BLOCK DATA) を有している。なお、入手したBURSTコードは、Phillips Petroleum社で作成されたプロッタールーチンBLOTを用いるようにできていたが、BLOTに代るものとしてBPLOT (およびWTPLOT) を今回作成したものである。

プロッターを使用するにあたっては、下記の点に注意されたい。

(i) 現在のところ、グラフを正方向のみに書いているので、負の現象が生ずると、グラフを書き出すことは書かすが、枠からはみ出してしまふ。このことを考慮して、プロッターペンの原点をかなり中心の方に置くことが望ましい。

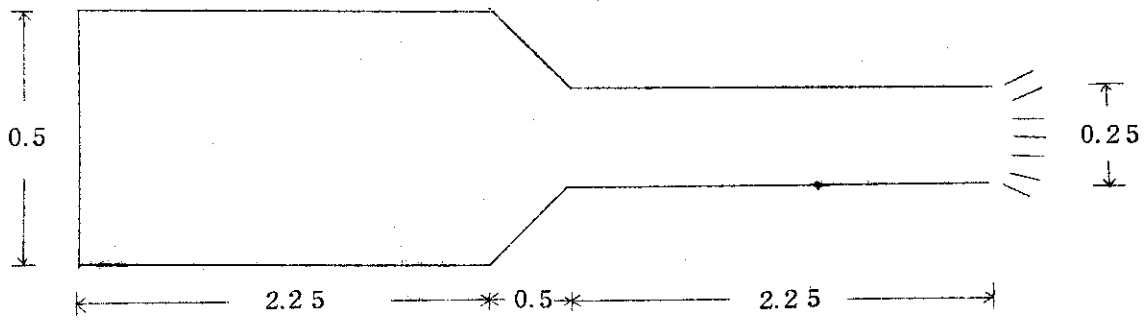
(ii) BURSTコードはForce (荷重) の計算もしているが、そのプロットはおこなわれな

い。

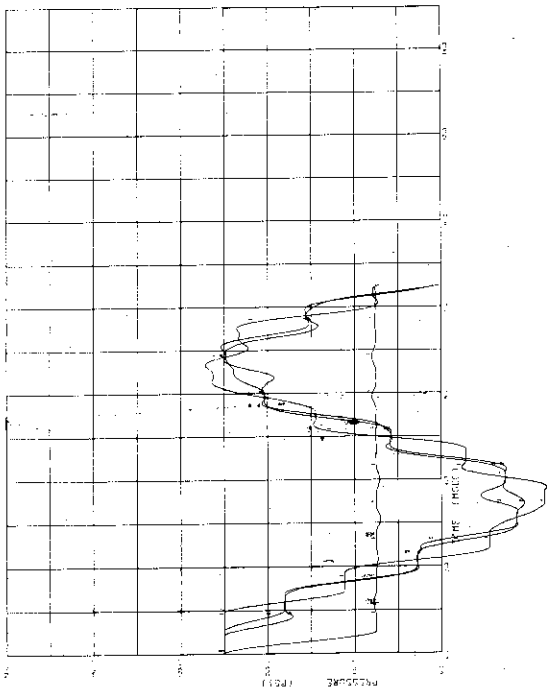
(iii) プロッターを使用するときは、一度通常の計算のみをおこなって、その結果を見て、どのような大きさのグラフに何を書かせるかを考えた上で、作図のための定数を設定することが必要である。

以下に、入力データ例および作図例を示す。

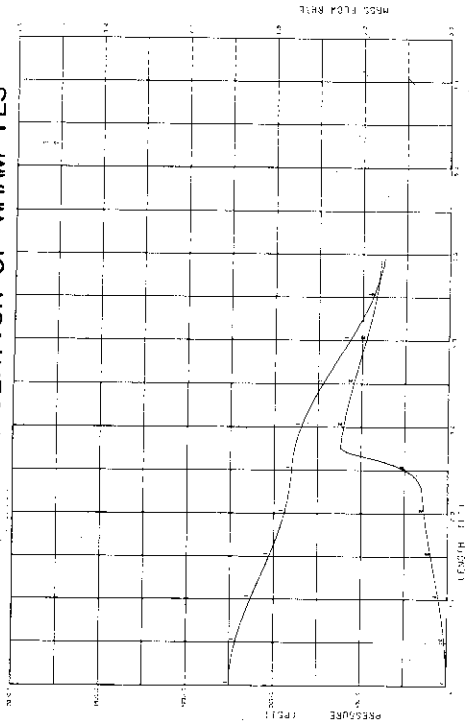
流路の概略は下図の如し(数値はft)。



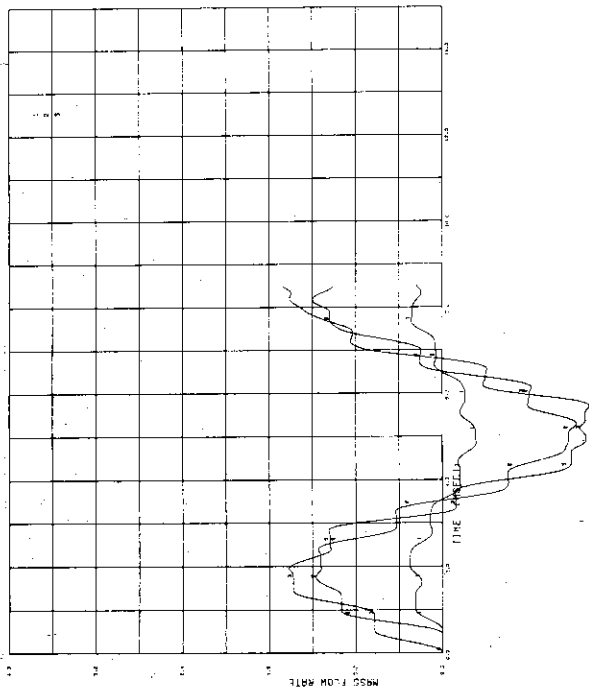
BURST PLOT NO.1 PRESSURE
BURST CALCULATION OF WHAM TES



BURST PLOT NO.3 LENGTH
BURST CALCULATION OF WHAM TES



BURST PLOT NO.2 MASS FLOW RT
BURST CALCULATION OF WHAM TES



BURST PLOT NO.3 LENGTH
BURST CALCULATION OF WHAM TES

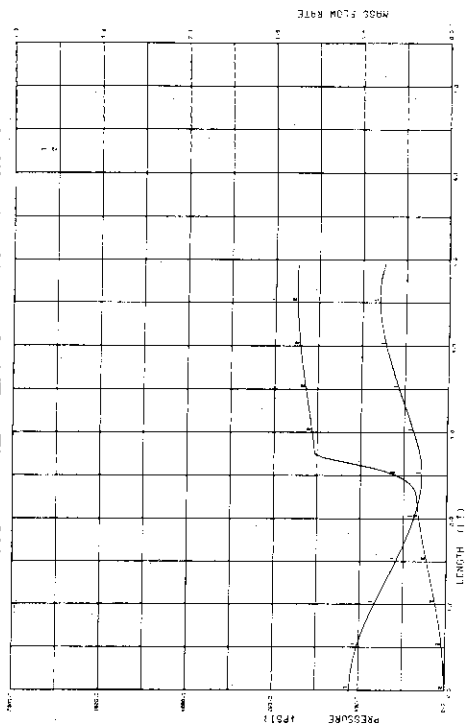


TABLE A.1 INPUT DATA REQUIREMENTS

Card Type No.	Contents	FORMAT	Remarks
1	Title	13A6	Any alphanumeric information
2	ID, IST, NT, IOEND, NS, NCOS, NF, NL, IPPT, IPGT, IO, INTM, INTP, INRS, IROGA (Continued)	1515	ID Problem identification number IST Set to 0. NT Number of the last time step IOEND =0 right end only is open =1 both ends open NS Total number of sections in the system. A section is a pipe or an adapter. (NS<51) NCOS Number of half cycle cosines in the exit pressure history. (NCOS<28) NF Number of free body forces to be calculated. (NF<51) NL Number of legs, or straight components, in the system. (NL<61) IPPT Number of points at which P vs. time information is to be stored. (IPPT<15) IPGT Number of points at which G vs. time information is to be stored. (IPGT<15) IO Printout control =0 P =1 P and H =2 P and G =3 P, H and G INTM Printout frequency =0 Printout every INTM time steps. =1 Frequency varies, another control card needed INTP P and G profile storage frequency =0 Profiles stored INTP time steps =1 no profiles stored =2 frequency varies, another control card needed INRS Set to 0. IROGA Pressure change at left end =1 As to calculated result. =2 Fixed to initial pressure.
3	D(I), S(I), I=1, NS) D(NS+1), DX	8F10.5	D(I) Diameter on left of I-th section [ft] S(I) Length of I-th section [ft] D(NS+1) Diameter on right of last section [ft] DX Length of space step [ft]
4	P ₀ , H ₀ , G ₀ , ρ ₀ , R _p , R _h , F _t	4F10.1, 2E15.5, F10.4	P ₀ Initial pressure [psia] H ₀ Initial enthalpy [Btu/lb] G ₀ Initial mass velocity [lb/ft ² -s] Set to 0. ρ ₀ Initial density [lb/ft ³] R _p $\frac{10}{25} \rho_0 H$ [s ² /ft ²] R _h $\frac{10}{25} \rho_0 P$ [lb-s ² /ft ²] $\rho = \rho_0 + 32.2 \times 144 \rho_p (P - P_0) + 32.2 \times 778 R_h (H - H_0)$ F _t Time step multiplier (F _t <1.0)
5	TFP(I), PFP(I), I=1, NCOS)	8F10.5	TFP(I) Time at end of I-th half-cycle cosine in exit pressure disturbance [s] PFP(I) Pressure at t=TFP(I) [psia]
6	(JPL(K), JFR(K), JYZ(K), CL(K), CR(K), K=1, NF)	2(3I5, 5X, 2F10.5)	JPL(K) Mesh number on left of K-th free body JFR(K) Mesh number on right of K-th free body JYZ(K) =1 x-axis =2 y-axis =3 z-axis CL(K) cosα _L , coeff. for left end of free body CR(K) cosα _R , coeff. for right end of free body
7	(JGN(N), CGX(N), CGY(N), CGZ(N), N=1, NL)	2(6X, 14, 8F10.4)	JGN(N) Mesh number on left of N-th leg CGX(N) cosβ _x for N-th leg CGY(N) cosβ _y for N-th leg CGZ(N) cosβ _z for N-th leg
8	(JPPT(I), I=1, IPPT)	1615	This card is needed only if IPPT>0. JPPT(I) Mesh number at which P-t information is to be stored for plotting.
9	(JPGT(I), I=1, IPGT)	1615	This card is needed only if IPGT>0. JPGT(I) Mesh number at which G-t information is to be stored for plotting.
10	(INW(I), NIW(I), I=1, 8)	1615	This card is needed only if INTMSP. INW(I) Print every INW(I) time steps while NIW(I-1)<time step<NIW(I). NIW(I) Time step number, see above.
11	(INP(I), NIP(I), I=1, 8)	1615	This card is needed only if INTP<0. INP(I) Store every INP(I) time steps until NIP(I-1)<time step<NIP(I). NIP(I) Time step number, see above.
12	Title	5A8	This card is not needed if no figure is made. Any alphanumeric information This title is written in each figure.
13	NT, IPPT, IPGT, NEEP	415	This card is not needed if no figure is made. NT } same as on card No. 2. IPPT } IPGT } NEEP Number of time steps when P and G profile is to be stored for plotting.

