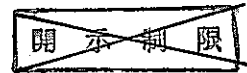


本資料は 年 月 日付で登録区分、
変更する。

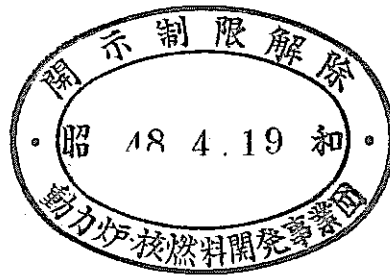


2001. 11. 30

[技術情報室]

燃料溶融試験の予備試験

(受託研究)



1972年3月

三菱原子力工業株式会社

この資料は、動燃事業団内における検討と利用のため作成された
ものです。供覧、複製、転載、引用、レファランスには、事業団の承認
を得なければならず、その旨通知し、かつ、関係書類が削除になった場合には、その旨通知し

本資料の全部または一部を複写・複製・転載する場合は、下記にお問い合わせください。

〒319-1184 茨城県那珂郡東海村大字村松4番地49
核燃料サイクル開発機構
技術展開部 技術協力課

Inquiries about copyright and reproduction should be addressed to:
Technical Cooperation Section,
Technology Management Division,
Japan Nuclear Cycle Development Institute
4-49 Muramatsu, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki, 319-1184
Japan

© 核燃料サイクル開発機構 (Japan Nuclear Cycle Development Institute)

要 旨

本試験研究は、動的測定方法の開発によつて実際の超臨界事故時に相当する温度近傍での核燃料物質の状態方程式、特に温度、圧力の関係を実験的に決定することを最終目標としている。本年度は、その予備試験として動的測定方法の有効性の検討、 UO_2 蒸気の温度測定方法の調査ならびに UO_2 の超高温での熱力学的性質の検討を行なつた。

UO_2 試料にレーザー光を照射し試料の微小部分を蒸発点以上まで加熱し、蒸気噴出にともなう反動を振り振りおよび圧電素子により測定することにより、蒸気の噴出圧力を決定した。測定は照射レーザー光のエネルギー密度をパラメータとした。

測定された蒸気噴出圧力の最大値、最小値は 1700 および 20 atoms であり、このときの照射エネルギー密度は各々 1.1×10^{10} および 4×10^8 joules/cm² sec である。

本年度予備試験の結果、蒸気噴出圧力の動的測定法の有効性が確認された。 UO_2 蒸気は、分光学的にその温度を決めることができる。

蒸気噴出圧力 P は照射エネルギー密度 ϵ に対し

$$P = a (\epsilon - \epsilon^*) \quad a, \epsilon^* \text{ は定数}$$

で近似される。従つて UO_2 の状態方程式としては、工学的には Threshold model でも比較的良い近似ができる。また Vapor pressure model でも温度領域を分ければ近似することが出来るが、1つの式で全温度領域をカバーすることには問題がある。

これは解離、イオン化の現象に関連すると考えられ詳細を検討する場合は、この効果を考慮する必要がある。

1971年3月

浅見直人

西川正名

本報告書は、三菱原子力工業株式会社が動力炉・核燃料開発事業団の委託により行なつた研究の成果である。

2001.11.30
変更表示

Limited
SJ206 72-09
March, 1972

Preliminary Study of Fuel Melt Down**

~~Naoto~~

Naoto ASAMI**

Abstract

Masana NISHIKAWA**

Establishment of the experimental equation of state for nuclear fuel materials at ultra-high temperature and pressure which correspond^X to hypothetical reactor excursion^S is a final target of this series of work. The dynamic method for this purpose must be developed since we have no available data for the extreme conditions.

In this report, examination for the validity of the dynamic method^{and} the research^a for the temperature measurement of UO_2 vapor are described as a preliminary study. Considerations for the thermodynamical properties of high temperature states of UO_2 are also made.

About 40 Mwatts giant pulse laser is irradiated on the surface of UO_2 sample for the generation of the vapor by intense heating. The vapor ejection pressure is determined from the torsion pendulum and pressure transducer with varying the irradiated area. The maximum and minimum value^S of the pressure are about 1700 and 20 atm, which ~~are~~ correspond to the energy density of 1.1×10^{10} and 4×10^8 joules/cm² sec, respectively.

As a result of the preliminary study, the validity of dynamic method for our purpose is confirmed. The possibility of spectroscopic^r temperature measurement of UO_2 vapor is also resulted.

Vapor ejection pressure P is approximated as

$$P = \alpha(\epsilon - \epsilon^*) \quad \epsilon^*, \alpha ; \text{constant}$$

Here, ϵ denotes the energy density of laser beam. The equation of state of UO_2 , therefore, is well described by the threshold energy model which is used for practical analysis of hypothetical fast reactor excursion. The vapor pressure model can also applied^{be} when the temperature range is specified.

derived .

However, application of a equation ~~derived~~ from the vapor pressure
model ^{to} ~~for~~ whole the temperature range is rather difficult. Consideration for dissociation, ionization, etc. may be necessary.

~~March, 1972~~

~~Naoto ASAMI~~
~~Masana NISHIKAWA~~

* The Work performed under contracts between Power Reactor and Nuclear
Fuel Development Corporation and Mitsubishi Atomic Power Industries, Inc. (MAPI).

* * MAPI

燃料溶融試験の予備試験

目 次

第 I 章	まえがき	1
第 II 章	蒸気圧力測定予備試験	2
§ 1	基本構想	
§ 2	実験および結果	
2.1	実験装置	
2.2	測定試料	
2.3	蒸気噴出による反動力積の測定	
2.4	圧電素子による蒸気噴出反動の測定	
§ 3	結果の解析	
第 III 章	温度測定法検討	18
§ 1	レーザー光照射による微量蒸気	
§ 2	分光学的基礎	
§ 3	予察試験および検討	
§ 4	レーザー照射による UO_2 蒸気 の 分光学的 測 度測定	
§ 5	その他の方法	
第 IV 章	熱力学的性質の検討	25
§ 1	一般論	
§ 2	照射エネルギー密度と蒸気噴出圧力	
§ 3	蒸気噴出圧力と $1/\epsilon$ との相関	
§ 4	照射エネルギー密度と内部エネルギー	
§ 5	実験データの位置	

§ 1. 要 約

§ 2. 問題とその対策

図 , 表 リ ス ト

図リスト

		(page)
第 1 図	実験装置のブロック図	3 0
第 2 図	実験装置全景写真	3 1
第 3 図	レーザー発光部	3 2
第 4 図	ジャイアントパルスの発光波型	3 3
第 5 図	集光系のブロックダイヤグラム図	3 4
第 6 図	集光部の写真	3 5
第 7 図	二酸化ウラン試料	3 6
第 8 図	振り振子原理図	3 7
第 9 図	振り振子原理図	3 8
第 1 0 図	振り振子による衝撃力積測定系の写真	3 9
第 1 1 図	振り振子とつり線	4 0
第 1 2 図	蒸気噴出面積と照射位置の関係	4 1
第 1 3 図	電子計算による圧電素子の正弦波状入力に対する応答	4 2 4 3
第 1 4 図	振動圧力計の自由振動	4 4
第 1 5 図	圧電測定系をセットした真空容器	4 5
第 1 6 図	蒸気噴出による圧電素子の応答	4 6 4 7
第 1 7 図	レーザー光を照射した二酸化ウラン試料の表面組織	5 0
第 1 8 図	イオン速度測定系の原理図	5 1
第 1 9 図	蒸気噴出圧力とその面積との関係	5 2
第 2 0 図	蒸気噴出圧力と面積の逆数との関係	5 3
第 2 1 図	蒸気噴出圧力の対数と面積との関係	5 4
第 2 2 図	Ackermann 等による蒸気圧測定結果の高温への外挿と 本実験で得たデータとの比較	5 5

表リスト

	(page)
第 1 表 反動力積測定結果	5 6
第 2 表 蒸気噴出力とその圧力	5 7
第 3 表 二酸化ウランの高温下で予想される状態変化	5 8

第1章 まえがき

原子炉の超臨界事故を解析し、これを正統に評価するには、核燃料物質の融点以上の超高温度に於ける圧力-温度の相関、すなわち状態方程式を現実的に求める事が必要である。

しかしながら、こうした仮想事故によるエネルギー放出量を評価するために必要な温度、圧力領域の物性的データは、従来の静的測定法によるかぎり、ほとんど測定不可能である。

例えば、二酸化ウランの蒸気圧は、ラングミュア法を使つて3000°K程度迄は、すでに測定されている⁽¹⁾が、それ以上では使用し得る構造材料がないので測定出来ない。

従つて従来の超臨界事故解析では、今迄得られている、蒸気圧のデータを外挿して求めるか、高温ガスの一般化法測を用いて推定して来ていた。

現在最も一般的に使用されているのは、対応状態の原理を用いる方法である。

また推定された圧力-温度相関を定式化するのに、ある threshold energy 以下で圧力を0として考える threshold model と、高温での圧力は蒸気圧に対応するものとする Vapor pressure model が考えられている。

本試験研究は動的な手段を用いて実際の超臨界事故時の温度条件に相当する近傍での二酸化ウランの温度-圧力の相関を明らかにすることを究極の目標とし、本年はその予察的段階として新しく考えた測定法が、上記目的に有効であるかどうかを確認して、実際の二酸化ウランの蒸気噴出圧力測定の予備試験を実施する。また蒸気温度測定法について、特に光学的方法による測定法を中心として調査し、本法に適用し得る温度測定法を選定する。

さらに得られたデータについて若干の熱力学的考慮を進め、あわせて今後の試験すべき内容を検討しようとするものである。

第Ⅱ章 蒸気圧力測定予備試験

§ 1 基本構想

本試験研究は、第Ⅰ章で述べたように、核燃料物質を加熱し超高温状態を発生せしめ、この状態で動的に蒸気圧を測定することを目標としており、実験技術的な側面から考えると、第1に超高温状態の発生、第2に超高温状態での動的な蒸気圧の測定、の2つの要素からなっている。

第1の高温状態の発生の方法として、ここでは超高エネルギー密度光線であるレーザー光を試料に照射し、試料の微小部分を瞬間的に $10^3 \sim 10^4$ ℃まで加熱する。この加熱方法は比較的容易に超高温状態を発生せしめることができると同時に、レーザー光のエネルギー密度を変化させることにより試料の最高到達温度の制御が可能と考えられる。一方、レーザー光の発生している時間は 10^{-8} sec のオーダーであり、従つて試料が加熱されている時間も極めて短時間である。この点は蒸気圧を測定する際、また超高温状態で他の物性を測定する際に充分留意しなければならない。

第2の超高温状態での蒸気圧測定は、動的な方法を用いる。超高温状態では蒸気圧が高いため、レーザー光を試料に照射した際に発生する蒸気は、試料表面に大きな反動を与える。この反動の時間的変化と大きさ、および蒸気が噴出した試料表面での面積を測定すれば、蒸気の噴出圧力を決めることができる。反動の大きさは、振り子に貼り付けた試料にレーザー光を照射し、このときの振り子の振巾から反動の力積を測定する。反動の時間的変化は試料裏面に貼り付けた圧電素子によつて測定を行なう。この2つの測定結果から、蒸気噴出の力が求められる。一方レーザー光照射後に試料表面を顕微鏡で観察することにより、蒸気噴出が起つた面積を測定でき、従つて蒸気噴出の圧力を求めることができる。

このような動的な測定方法の採用により従来の静的な測定方法とは異なり、超高温領域での蒸気噴出圧力の測定が比較的容易に可能となる。

§ 2. 実験および結果

2.1 実験装置

全体の構成

本試験研究は試料の加熱および加熱状態での圧力測定が基本である。従つて、装置は加熱装置、圧力測定装置および付帯設備からなる。加熱装置の主要部および圧力測定装置は同一光学ベンチ上に設置している。

測定装置の全体構成のブロック図を第1図に示す。また第2図に装置の全景の写真を示す。

レーザー光発生装置

レーザー光はできるかぎり高いエネルギー密度をもっていることが望ましく、固体レーザー発振器を採用した。固体レーザー光にはノルマル・パルスとジャイアント・パルスの2種類がある。前者は発行時間が、 10^{-3} sec のオーダーであり、後者は 10^{-8} sec のオーダーである。

レーザー光のエネルギーの必要量、パルスの種類などを決定する目的で、ルビー・レーザをタングステン、ニオブなどの難熔性金属に照射して予察的な検討を行なつた。この結果1 joule のノルマル・パルスあるいは10 MWatt 程度のジャイアント・パルスによつて、本試験研究に必要な程度の加熱が可能であることが判明した。また、ノルマル・パルス照射の場合には噴出物が粒子状になつて飛散し、ジャイアントパルスでは蒸気状になつて噴出している。

以上のような予察的試験の結果をもとにして、本試験研究では下記のようなルビー・レーザ発光装置を使用した。

様式	2倍角回転プリズム方式ジャイアント・パルス・レーザ発光器(回転プリズムの固定により、ノルマル・パルスの発光も可能)
波長	6943 \AA
尖頭出力	76 MWatt 以上(ノルマル・パルスでは 6.3 joule 以上)

パルス巾	15~16 nsec (半値巾)
出力再現性	±5%
ビーム開き角	5 mrad
ルビー	長さ10.0mm, 直径10mm
充電エネルギー	3175 joule

第3図にレーザー発光装置の発光部の写真を示す。また第4図にジヤイアント・パルスの発光波形の例を示す。

集 光 装 置

レーザー発光器からのレーザー光は直径は約10mmである。集光装置はこのレーザー光を収束して、照射面でのエネルギー密度を高めると同時に、試料表面の観察、照射部分の照準または照射光量の調節、レーザー光の検出などを行なう。この装置の主たる仕様を下記に示す。

集光スポット直径	0.4mm (min)
照 準	予め顕微鏡で照準を行ないレーザー光を照射する。照射後に再び顕微鏡により観察が可能。
載 物 台	X, Y, Z, 各微動可能移動範囲は X, Y: 25mm Z: 50mm
光 検 出	P-i-n型 photo diode を使用
光量調節	円形の穴を有する遮光板を使用し、穴の直径を変化させる。

本装置のブロック図および写真を第5図、および第6図に示す。なお、本装置では照射位置を照準する場合とレーザー光を実際に照射する場合では焦点の位置がずれる。これは光の平行性に起因するものである。実際の使用にあたっては、2.3で述べるように、レーザー光について被照射の位置と収束光線の直径とを実測する必要がある。

付 帯 設 備

以上の装置の他に、蒸気噴出の反動測定装置，真空排気装置，光学ベンチ，電気計測装置などがある。反動の測定装置については、2.3，2.4で触れる。

真空排気装置は、排気速度：200ℓ/minの油回転ポンプを使用した。到達真空度は 10^{-3} mmHg程度となる。

光学ベンチはアルミニウム製で、第2図に示すようにレーザ光発振部，集光装置，試料容器などを同一光学軸上に固定している。

電気計測装置は各種あるが、主要なものは広帯域オシロ・スコープであり、その主たる仕様を下記に示す。

摘 要	多現象オシロスコープ
周波数帯域	150 MHz
最高感度	5 mv
立上り時間	2.4 nsec
掃引時間	2 nsec/div ~ 5 sec/div

2.2 測定試料

二酸化ウラン， UO_2 試料は $5.5\text{ mm } \phi \times 1.0\text{ mm h}$ （三菱原子力工業株式会社製）のペレットを切断して樹脂にうめ込み研磨して平行を出した。

同試料の寸法，密度，焼結条件は、下表の通りである。また第7図に研磨した UO_2 試料の写真を示す。

形 状	円 板
寸 法	$5.5\text{ mm } \phi \times 1.32 \pm \frac{3}{100}\text{ mm t}$
密 度	$94.0 \pm 1.0\%$ T.D
焼 結 条 件	1650°C H_2 中焼結 2時間
O/U	2.00 ± 0.01

また UO_2 以外の先行試験用試材として、

W, Nb ; 蒸気確認とイオン補獲先行試験

Cu ; 反動測定先行試験

をそれぞれ使用した。

2.3 蒸気噴出による反動力積の測定

測定法

レーザー光照射により試料の1部が加熱蒸発する。この蒸気の反動力 f は衝撃的力であり、圧子素子による時間変化の測定から、約 $1\mu\text{Sec}$ 程度の半値巾をもつパルス力である事が分つた。

こうした衝撃力の測定法としてまず振り子の原理を利用する方法が考えられる。つまり、第8図 a) のごとく試料片を細線で吊りこの試料片の中心にレーザービームを照射する方法である。

結果的に衝撃力は

$$f \tau = m \sqrt{2gh} \dots \dots \dots \textcircled{1}$$

によつて表わされる。

予備的に銅を試料として試験した所、試料を静止状態に保持すること、したがつて中心をレーザービームでねらう事が非常にむずかしく、ペレットが回転してしまい測定が困難であることが分つた。

そこで、これ等の欠点を除くため振り振子による測定を計画した。

第9図にそのモデル図を示す。

まず、振り振動子の振動数測定を行なうことにより、つり線の剛性率 G を求める。次に実際の蒸気噴出による反動による振子の回転角を測定することにより、振子の回転エネルギー

$$U = \frac{\pi G r^4 \theta^2}{4 l} \dots \dots \dots \textcircled{2}$$

を求める。

この回転エネルギーは衝撃力積 $f \tau$ によつて与えられたものであり、その関係は、

$$f \cdot \tau = \frac{\sqrt{2 I \cdot U}}{a} \dots \dots \dots \textcircled{3}$$

である。

これより、 f を求め、試料を観察して、蒸発した面積を測定することにより噴出圧力 P

$$P = f/s \dots\dots\dots ④$$

が求められる。

また、レーザー発振エネルギーを一定にしておき、集光前の焦点からの距離をパラメータとすることにより、照射面積 S を変化出来る。これはエネルギー密度を変えた事になり、温度を変化することに対応する。

第10図に実際の測定系の写真を示す。

また、第11図は試料をセットした振り振子の部分を示す。

測定結果

予備的測定

1) つり線の剛性率測定

試料をセットし、振り振動の周期測定を行なった。10 cycle分の時間を3回測定し4.00 sec/cycleを得た。これより G を求めると、 4.29×10^{11} dyn/cm²を得た。文献より、りん青銅線の剛性率を調べた所 4.36×10^{11} dyn/cm² であり、実験差内の良い一致が得られた。

2) 雰囲気を選択

空気中と真空中での測定差が生じるかどうかのテストを行なった所、同じ発振電圧のレーザー照射では実験誤差内に入ってしまうことが分つたので、以後力積測定に関しては空気中で行なう事とした。

3) レーザ光焦点の位置と照射光平面積の測定

UO₂ 試料の位置を変えて蒸発面積を測定した。

その結果を第12図に示す。

試料観察の焦点位置を0点とし、それからの距離を横軸とした。レーザー光の焦点位置は15.5の位置で面積は 0.3×10^{-2} cm² であることが分つた。

蒸気噴出による反動力積の測定

前述した測定法に従ってレーザー光を照射した時の振り振子のふれ角 θ_1 の測定を行なった。

測定は、レーザー光の出力を一定（約 40 MWatt）に保ち、照射面積をパラメータとしている。

振り振子のふれ角はレーザー光照射前に完全に静止出来ないで初期ふれ角 θ_2 を測定してその補正を行なった。

補正はかならずエネルギーが加算される方向でビームを照射し、後でエネルギー換算で差し引くことによつて出来る。

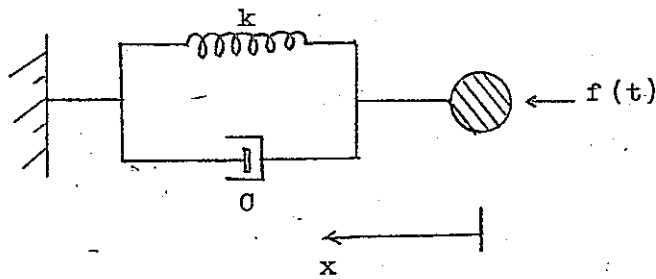
第 1 表に測定結果を一覧表にまとめた。表中 Distance (y) は先に述べた基準点 0 からの距離である。

$\theta_1^2 - \theta_2^2$ で第 2 項は、エネルギー補正項である。補正したエネルギー U から、蒸気噴出による反動力積 $f \tau$ を求めた。

2.4 圧電素子による蒸気噴出反動の測定

原 理

今、下図のような一次元振動モデルを考える。



このモデルの運動方程式は

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + c \frac{dx}{dt} + kx = f(t) \quad \dots \dots \dots \textcircled{1}$$

ここで、 m 、 c 、 k 、 f は、各々

- m ; おもりの質量
- c ; 減衰に関する定数
- k ; ばね定数
- $f(t)$; 外 力

をあらわす。

①式を変形して

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2h\omega_n \frac{dx}{dt} + \omega_n^2 x = f(x)/m$$

$$\omega_n^2 = \frac{k}{m} = (2\pi f_n)^2 = \left(\frac{2\pi}{T}\right)^2 \quad \dots \dots \dots \textcircled{2}$$

$$h = \frac{\lambda}{2\sqrt{mk}} = \frac{\lambda\omega_n}{2k} = \frac{\lambda}{2m\omega_n}$$

ここで、 f_n 、 T_n 、 h は各々

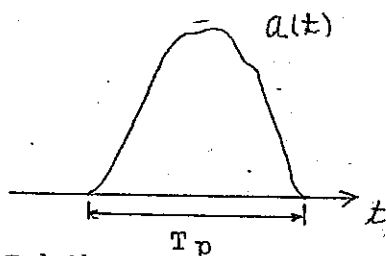
- f_n ; 減衰のない場合の固有振動数

T_n ; 減衰のない場合の固有周期

h ; 減衰の程度を示すパラメータ

をあらわす。

今、下図のような時間変化をする加速度を上で述べた一次元振動系に加えたとする。



簡略化のため、

$$b = a(t) / a(t)_{\max}$$

$$\tau = t / T_p$$

$$\xi = -kx / m \cdot a(t)_{\max}$$

$$R = T_n / T_p$$

ここに

$a(t)_{\max}$; 衝撃加速度のピーク値

T_p ; 衝撃加速度の持続時間

T_n ; 振動系の固有周期

これらの無次元量を使つて②式を書きなおすと、

$$\left(\frac{R}{2\pi}\right)^2 \frac{d^2 \xi}{d\tau^2} + \left(\frac{Rh}{\pi}\right) \frac{d\xi}{d\tau} + \xi = b \dots \dots \textcircled{3}$$

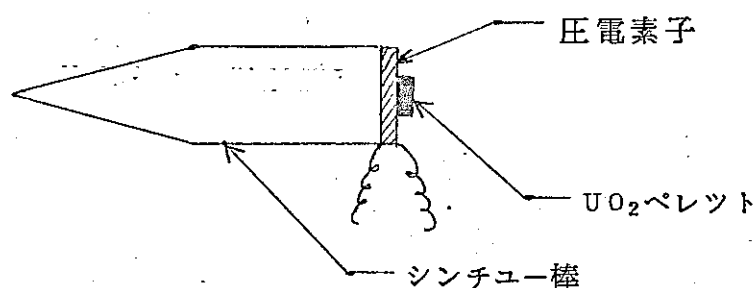
いま、 $R \ll 1$ ($T_n \ll T_p$) とすれば、③式の第1項、第2項は第3項に比較して無視でき、 $\xi \approx b$ となる。

すなわち、振動系の固有周期 T_n が、衝撃加速度の持続時間 T_p に比較して充分短かければ、振動系の変位は衝撃加速度 b に比例する。すなわち振動系は加速度計として、機能する。また、衝撃加速度の持続時間 T_p が振動系の固有周期 T_n に近い場合の振動系の応答は複雑になるが、その代表的な例を計算した結果を第1.3図に示す。

一方、圧電素子は振動系の一種である。従つて上に述べたような原理によつて、試料裏面に貼り付けた圧電素子によつて、噴出蒸気の反動の時間的变化を測定できる。

振動系の構造

加速度計として使用する振動系は下図のような構造をもっている。



圧電素子としては、固有振動数が約 13 MHz (固有周期; $7.7 \times 10^{-8} \text{ sec}$) の厚み振動のモードを持つチタン酸バリウムを使用した。圧電素子を貼り付けてあるシンチューは音響学的インピーダンスがチタン酸バリウムのそれとほぼ等しいため、境界面での音波の反射が少ない。またシンチュー棒の後端は円錐状に加工し、入射波の拡散を促し、入射波がチタン酸バリウムとの境界面に戻る事を防止している。

このような構造を持つ振動系に、 UO_2 試料を貼り付けた状態で衝撃力を加え、自由振動を発生させて、その電気出力を観察すると、第14図のようになる。図から明らかなように、この振動系の卓越固有周期は約 $2 \mu \text{ sec}$ である。

測定

上に述べたような UO_2 試料を貼り付けた圧電測定器を第15図のような真空試料容器中に固定して、レーザを試料に射照した。試料容器内の真空度は約 10^{-3} mmHg とした。空気中の測定でも真空中と同様の

結果を得た。ここでは実験の都合上、以後の測定は全て真空中で行なつた。

測定結果の代表例とその測定条件を第16図に示す。第16図の測定では、レーザー光の照射出力、被照射面の面積を一定に保ち、測定の時間巾を変化させている。この測定例から明らかなように、レーザー光照射による圧電信号は2つの主要部分からなる。その第1は圧電信号の立上りから約 $2\mu\text{sec}$ の部分であり、それ以後数百 μsec の部分を第2の主要部分と考える。

これらのうち、その波形ならびに持続時間から考えて、第1の部分がレーザー光照射による蒸気噴出の衝撃力に対応する信号と考えられる。この部分は、図にみられるように信号の後半部分でオーバー・シュートが起きている場合がある。これは、第13図に示した振動系の応答解析からわかるように、信号の持続時間が振動系の固有周期に非常に近い値を持つために起つている現象と思われる。逆に考えれば、噴出蒸気の反動衝撃力の持続時間は $2\mu\text{sec}$ といえる。また衝撃力の波形は三角波状または正弦波状と考えられる。このような考慮から、2.3で述べた衝撃力 $f\cdot\tau$ の τ の値として $1.0\mu\text{sec}$ を採用することが適当と思われる。

圧電信号の第2部分、すなわち信号の立上り後約 $2\mu\text{sec}$ から数百 μsec の部分は、どのような物理現象に対応する量か不明である。しかし、持続時間が数百 μsec もあり、また指数関数的な減衰を示すことから、噴出蒸気の反動とは考えられない。UO₂ペレットの局所的な加熱による熱歪などが、その原因として考えられるが、この点については、今後更に詳細な検討を必要とする問題である。

原理的には圧電素子を使用した測定のみから蒸気の噴出圧力を決定できる。先に述べたように、 $T_n \ll T_p$ であれば圧電信号電圧は加えられた力に比例する。今回の予備試験では $T_n \ll T_p$ なる条件が必ずしも満足されていないため、このような方法で圧力を測定することはできないが、参考の為に大略値の推定を行なつてみる。

信号電圧はピーク値で400~10,000mVである(第16図)。一方測定に使用した圧電振動計の感度を1気圧で較正してみると、約5mV/気圧となる。圧電感度の振動数依存性、 $T_n \sim T_p$ であるための共振の影響などを無視して、この値から蒸気噴出圧力を計算すると、1600~4000 atom になる。

§. 3. 結果の解析

UO₂ ペレットのレーザ光による加熱

各種の報告およびタングステン、ニオブなどについて行なつた予察試験の結果からみて、UO₂ ペレットに適当に収束したレーザ光を照射した場合、その表面を局部的に数千℃まで加熱できると考えられる。これを確認するために、レーザ光を照射したUO₂ ペレットの表面を電子顕微鏡によつて観察した。第17図に、この写真記録を示す。照射面積が一番大きい時のエネルギー密度は約 7×10^8 joule/cm² secであるが、この場合でも第17図にみられるように熔融が起こつた事は確実である。いかえれば、 10^9 joule/cm² sec程度のエネルギー密度を持つたレーザ光をUO₂に照射すれば、その表面温度は局部的に数千℃まで加熱されることが確認された。また、レーザ光出力を一定に保つたまま、照射面積を小さくしてエネルギー密度を更に高くすると、低エネルギー密度の場合とは異なる組織となつている。これは、より高い温度まで加熱された為と考えられる。

イオン噴出速度の測定

タングステン試料に対する予察試験の段階で、イオンの噴出速度の測定を試みた。測定は第18図に示すような方法で行なつた。

このような測定方法によつて得られたイオン噴出速度は約 10^6 cm/sec とみつもられ、文献値と良い一致を示した。また、試料と電極の間に電流が流れることから、試料がイオン化されていると考えられる。

UO₂ 試料についても同様の測定を行なうことが望ましいが、UO₂ は非電気伝導性であり、タングステンの場合と同一の測定方法を採用することはできない。この点は今後の検討を必要とする。

圧力の計算

2.3, 2.4で UO_2 にレーザー光を照射した際の噴出蒸気反動の力積, 持続時間および蒸気噴出の面積を測定した。蒸気噴出の反動時間変化は第16図にみられるように、比較的簡単であり、正弦波または三角波で近似できる。従つて、衝撃力積 $f\tau$ の τ としては、2.3で述べたように大略 $1.0\mu\text{ sec}$ であり、ここでは、噴出蒸気反動の時間的な半値巾は全て $1.0\mu\text{ sec}$ であると仮定する。このようにして、蒸気噴出の力および力を面積で除して圧力を求めた結果を第2表に示す。求められた圧力を蒸発面積に対してプロットした結果を第19図に示す。第2表および第19図に示されているように、測定の再現性はかなり高い。また蒸発面積が小さくなる程、すなわち照射エネルギー密度が高くなる程測定された圧力も高く、合理的な結果と考えられる。

測定された圧力の最大および最少の値は大略値で各々 $1,700\text{ atom}$, 20 atom であり、これらの値は各々 $1.1 \times 10^{10}\text{ joule/cm}^2\text{ sec}$ および $4 \times 10^8\text{ joule/cm}^2\text{ sec}$ なるエネルギー密度に対応する。一方、2.4で述べたように $1,700\text{ atom}$ に対応する照射条件での蒸気噴出圧力を圧電素子の電気出力から推定すると、 $1,600 \sim 4,000$ 気圧となり、振り振子から求めた結果と調和する。

このような測定結果の再現性, 合理性ならびに複数の方法から求めた結果の調和性は、本試験研究で採用した動的な蒸気圧の測定方法の有効性を主張するものと思われる。

今後の問題

今回の予備試験では UO_2 蒸気噴出圧力の測定の可否に重点を置いて試験研究を行なつたが、この他にレーザー光照射から蒸気噴出が起こるまでの時間、蒸気発光と噴出の時間的關係、蒸気発光量と噴出圧力との關係、イオン電流と噴出圧力の関連などを実験的に決めることが必要と思われる。これらの関連を決定することにより、 UO_2 加熱のメカ

ニズム、蒸気発生メカニズム等を考察する際、重要なデータとなる。

また、今回の予備試験で使用した振り振子、圧電振動圧力計など測定装置に改良を加えることにより、より精密な測定結果を得ることができる。例えば、振り振子への適当なダンピング機構の付加、固有周期が200 nsec程度の圧電振動圧力計の開発などが当面重要と考えられる。

第Ⅱ章 温度測定法検討

温度は状態を記載する基本的な物理量であるが、その測定法は各種あり測定対象や温度領域に適した方法を選択する事が重要である。

本試験研究ではレーザー照射によつて発生する核燃料物質の微少蒸気の温度測定法について調査と若干の予備的試験を行なつた。

§ 1. レーザ光照射による微少蒸気

温度の測定法について検討を行なう前に、レーザー光照射による微少蒸気の性質について触れておく。

最高温度

レーザー光を物質表面に照射した際の物質表面あるいは発生蒸気の温度については、非定常温度分布計算、熱電子流密度の測定、分光的観測などを用いて、多く推定がされている。⁽³⁾これらの報告を総合すると発生蒸気の到達最高温度は、照射レーザー光の波長、エネルギー密度、持続時間、照射される物質の種類などに依存するが、 10^4 °K程度になると考えられる。

寿命

レーザー光照射によつて発生した蒸気の寿命は各種の条件によつて異なるが当面の考察の対象としてG.P.を難熔性物質に照射する場合にしほつてみる。この場合、蒸気の寿命は、10マイクロ秒程度のオーダーと予想される。この値は 5×10^5 コマ/secの超高速映画での観測に基づくものである。

発生蒸気の大きさ

発生蒸気の大きさ，形もレーザー光の照射条件や被照射体の種類により異なるが、ここでも G.P. を難熔性物質に照射する場合を考える。

写真測定の結果から判断すると光輝部分はその代表的な大きさが、5 ~ 10 mm 程度の球または鶏卵状をなしている。

§ 2. 分光学的基礎(4)(5)

物質表面への高エネルギー密度レーザー光の照射により発生する蒸気はプラズマ状態になっていると考えられる。このため、プラズマ分光の手法を利用して、蒸気温度を測定することが考えられる。ここでは、温度測定に関するプラズマ分光の基礎について述べる。

プラズマの線およびスペクトル強度

スペクトル線の放射強度は、プラズマが光学的に薄いとすれば、

$$I_{nm} = \int I_{\nu} d\nu = \frac{1}{4\pi} A_{nm} h\nu_{nm} N_n \quad \dots \dots \dots \textcircled{1}$$

ここで、 A_{nm} は準位 n から m への遷移確率， ν_{nm} はその放射の振動数， N_n は準位 n にある原子，またはイオンの粒子密度である。

プラズマが局所熱平衡の状態にあれば、励起および電離に対して以下の式が成り立つ。

ボルツマンの式

$$N_n = N^z g_n^z \exp\left(-\frac{E_n^z}{kT}\right) \quad \dots \dots \dots \textcircled{2}$$

サハの式

$$\frac{N^{z+1} N_e}{N} = 2 \frac{(2\pi m k T)^{3/2}}{h^3} \frac{U_{z+1}}{U_z} \exp\left(-\frac{E}{kT}\right) \quad \textcircled{3}$$

ここで、 N_e は電子密度， N_n は Z 価イオンの準位 n にある粒子密

度、以下同様に Z 価イオンについて、 N^Z はイオンの密度、 U_Z は分配関数、 E_n 、 g_n それぞれ準位 n の励起電位、総計重価、 E は電離電位である。T は局所熱平衡にあるプラズマの温度で、この場合電子とイオンの温度は等しい。レーザの照射によつて発生するプラズマのように、高い密度と比較的低い温度ではこの平衡が成り立つとみられ、スペクトル線強度とプラズマの温度、密度は単純な関係式で結びつけられる。

連続スペクトルの放射強度は

$$I_\nu = \frac{1}{4\pi} N_e \sum_Z N^Z (\gamma_\nu + \sum_n \alpha_{n\nu}^Z) \dots \dots \dots \textcircled{4}$$

ここで、 γ_ν は Z 価イオンによる自由電子の制動放射係数、 $\alpha_{n\nu}^Z$ は Z 価イオンの n 準位への再結合放射係数である。これらの係数イオンの種類によつて異り、一般には電子温度の複雑な関数である。

プラズマのスペクトル線の広がり

プラズマから出るスペクトル線は種々の原因で広がるが、温度の測定に関係するものとしては、ドップラー効果が主たるものである。

プラズマ内の発光原子、またはイオンが熱運動をしているために、スペクトル線に広がりを生ずる。線の形はガウス形で、その半値幅は

$$\Delta\lambda_D = \left(\frac{2kT_i 1n^2}{M_i c^2} \right)^{1/2} \lambda = 7.11 \times 10^{-7} \left(\frac{T_i}{M_i} \right)^{1/2} \lambda \dots \textcircled{5}$$

ここに T_i はイオンの温度、 M_i はイオンの質量、 λ は中心波長である。

温度測定法

以上の基礎に基づいて、プラズマの温度を分光学的に測定する方法について考えてみる。

スペクトル線あるいは連続スペクトル強度は、先に述べたように、プラズマの電子温度の関数である。たとえばプラズマが局所熱平衡の状態にあるときのスペクトル線の強度は①および②式から

$$I_{nm} = \frac{h}{4\pi} \frac{N^{\bar{e}}}{U^{\bar{e}}} \nu_{nm} A_{nm}^{\bar{e}} g_n \exp\left(-\frac{E_n^{\bar{e}}}{kT}\right) \dots \dots \dots \textcircled{2}$$

この場合単一のスペクトル線を絶対測光して上式を用いるよりも、同じイオンに属する二つのスペクトル線の強度比をとることによつて比例定数項を単純化できる（Zを省く）。

$$\frac{I_{nm}}{I_{ki}} = \frac{\nu_{nm} A_{nm}^{\bar{e}} g_n}{\nu_{kj} A_{kj}^{\bar{e}} g_k} \exp\left(-\frac{E_n^{\bar{e}} - E_k^{\bar{e}}}{kT}\right) \dots \dots \dots \textcircled{3}$$

各スペクトル線の遷移確立，上準位の励起電位，統計重値が分つていれば、上式によつて温度 T を求めることができる。実際には上記定数の分つた多数のスペクトル線の相対強度を測り、温度の測定精度を上げることができる。

連続スペクトル強度は、電子温度の関係であるので、線スペクトル強度の場合と同様の取扱いで異なる波長の強度比から電子温度を求めることができる。たとえば1種類のイオンに原因する制動放射の場合

$$\frac{I_{\nu'}}{I_{\nu}} = \exp \frac{h(\nu' - \nu)}{kT_e} \dots \dots \dots \textcircled{4}$$

、連続スペクトルと線スペクトルの強度比から電子温度を求めることもできる。

高温プラズマでは、スペクトル線の広がり主としてイオンの熱運動によつて支配される。その場合スペクトル線の形は、ガウス形で、半値幅は⑤式で表わされるので、簡単に半値幅からイオン温度を求めることができる。しかし、温度以外の他の因子による線巾の広がりもあるので注意を要する。

§ 3. 予察試験および検討

UO₂ 蒸気の分光学的温度測定の予察試験として、UO₂ ペレットに対するルビー・レーザ発光分光分析を行なつた。この装置は約 2 joule のノルマル・パルスを試料表面に照射して微少蒸気を発生させ、この蒸気に補助電極を用いてアークをとばし発光分光分析を行なうものである。この場合の発光のメカニズムは G.P. 照射による蒸気発光のメカニズムとは異なっており、この点は試験結果の解析を行なうにあつて充分に留意する必要がある。分光器は島津の水晶プリズム分光器を使用し、2300 ~ 4500 Å の波長範囲を写真測光した。

撮影された写真結果は、バック・グラウンドとスペクトル線の強度比が小さい。スペクトル線はすべて原子スペクトルで分子スペクトルは見出せない。スペクトル線の線巾も、定性的にみるかぎり、かなり太くなつているが、低分解能コンパレータで観察するかぎりでは、隣接線とのオーバーラップは起きていない。スペクトル線の数は非常に多いが、強度の強い線は比較的少ない。また、自己吸収は起きていない。

このようなレーザ発光分光分析の結果は、未発表報告によると、G.P. レーザ照射による蒸気分光結果と類似点が多いといわれている。

§ 4. レーザ照射による UO_2 蒸気の分光学的温度測定

以上に述べたプラズマ分光の手法およびレーザ照射による UO_2 蒸気の性質をもとに、分光学的温度測定の具体的な方法について検討を加える。

ドップラー線巾測定による方法

この方法は高温プラズマに対しては有効であるが、レーザによる UO_2 蒸気のように低温高密度の場合に対してはあまり有効とはいえない。例えば、蒸気温度が 10^4 °K の場合のスペクトル線の半値巾を計算してみると、中心波長が 2,000, 5,000, 7,000 Å のときに各々 9.22×10^{-3} , 3.30×10^{-2} , 3.22×10^{-2} Å となり、通常の分光器の分解能では十分な観測を行なうことはできない。

スペクトル線の絶対強度測定による方法

この方法は1つのスペクトル線の絶対強度を測定する方法であるが、絶対測定が困難であり、またスペクトル線の遷移確立、統計重値などの定数が既知である必要があり、実際的ではない。

スペクトル線の相対強度測定による方法

この方法は2本以上のスペクトル線の強度比を測定する方法である。分光器としては通常の回折格子分光器で充分である。この方法は UO_2 蒸気の分光学的温度測定法としては最も実用的と考えられる。

強度測定の方法は写真による方法、光電子倍增管による方法とがある。前者では多数のスペクトル線を同時に観測でき、測定結果を統計的に処理できる。しかし写真測定では強度の正確な測定が困難である。一方、光電子倍增管による強度測定は測定強度が正確であるが、同時に多数のスペクトル線の強度を比較することはできない。また測定装置の構造上の制約から、あまり近接したスペクトル線を同時に測光することができないが、分光器の感度が一樣とみなせる範囲内での測定

は可能である。

このように、強度の測定は写真法、光電子倍增管法のいずれが有利かは必ずしも確定的ではない。当面は双方の測定が可能な装置の製作が望ましい。

また線強度比の他連続スペクトルの相対強度比からも同様な方法で測定可能である。

§ 5. その他の方法

以上、分光学的な温度決定方法について述べたが、その他必ずしも分光学的方法によらない温度測定の方法も検討の必要がある。例えば、レーザー照射によるイオン電流密度、蒸気の発光量などは、直接的に温度を求めることができないうえ、温度に関連する簡便なパラメータとしての意味をもっている。また、広い意味での分光学的方法であるが、被照射面を応答速度の早いオプティカル・パイロメータで温度測定する事も必ずしも不可能ではないと考えられる。

このような点は今後さらに検討すべき問題である。

第Ⅳ章 熱力学的性質の検討

§ 1 一般論

Ⅱで行なつた実験過程を再び考えてみる。

レーザ光照射により、試料固体は加熱され蒸発するが、この状態をもう少し詳細に考察すると、第1段階は二酸化ウランが加熱され、それに従つて指数函数的に蒸気圧は増加する。これが平衡状態では理想気体の式を満足している。

次の段階で、融点をこえても加熱を続ければ二酸化ウラン分子の解離が起こり、ウラン原子と酸素原子に分解すると考えられ、この時解離熱を吸収する。

圧力は粒子数が増加するので、その解離度 α に応じて増し、完全な解離状態では温度一定とすれば、理想気体近似では3倍の圧力に達する。

さらに電離を考えると、電離エネルギーを吸収し、電子の放出量に応じて圧力はさらに増加すると考えられる。第3表にこれ等の考え方をまとめた。分子又は原子間相互作用及び占める空間の効果が無理出来ないため実際は理想気体モデルからずれ、さらに複雑である。また、圧力が高い場合はこうした多種の吸熱現象と、圧力増加及び減少要因が重量に状態方程式が決まってくる。

§ 2. 照射エネルギー密度と蒸気噴出圧力

レーザー光の照射エネルギー密度 ϵ は照射面積の逆数に比例する。温度上昇はこのエネルギー密度に関係すると考えられ、例えば、吸収率一定、比熱一定とし、相変化がなければ、温度と ϵ とは比例関係にあると云える。そこで、第 20 図に圧力と $1/S$ をプロットした結果を示す。

点線①は直線であり、高温測で若干のずれを生じているが、かなりよい一致を示している。

これを定式化すると

$$P = a(\epsilon - \epsilon^*) \quad (a \text{ は定数})$$

で表わすことが出来る。

これは、いわゆる Threshold Type の式と一致しており、この目的性から考えて、融点近傍を問題としなければ工学的には、定数項さえ適当な値を選べばかなり良い近似になると考えられる。

ただ、 $1/S$ で $1 \times 10^2 \text{ cm}^{-2}$ の所 (図中 A 1 にて示す) の値に注目し、さらにエネルギー密度の高い点での近似をよくすると、①の曲線が得られる。

A 点は何故この様になるのかを考察する前にさらに再現性を確認する必要があるが、1) 項でのべた相変化を考えると可能性のある事である。

§ 3. 蒸気噴出圧力と $1/\epsilon$ との相関

第 21 図に蒸気噴出圧力の対数と照射面積との相関を図示した。

第 20 図の曲線①に対応して2つの直線関係が示されている。

照射面積 S は $1/\epsilon$ に対応出来

$$S \propto \frac{1}{\epsilon}$$

で表わせる。それ故直線を定式化すると、

$$P = P_0 \exp \left[-\frac{\beta}{\epsilon} + \gamma \right] \quad (P_0, \beta, \gamma \text{ は定数})$$

となり Vapor pressure Type の式となる。

2つの直線は、 P_0, β, γ を適当に取ることにより表わされる。

§ 4. 照射エネルギー密度 ϵ と内部エネルギー E

レーザー照射エネルギーを照射面積で割った値が照射エネルギー密度 ϵ であり、これが照射試料に吸収されることによる内部エネルギー増加は $E(x)$ であると考えられる。

超臨界時に於ける内部エネルギーの上昇は E と同意義と考えることが出来る。

従つて ϵ の精密測定と試料内への吸収量を把握出来れば、内部エネルギーと圧力の関係を求める事が出来る。

§ 5. 実験データの位置

第 2 2 図に Ackermann 等が得た蒸気圧測定 ($< 2800^\circ\text{K}$) 結果を外挿した曲線を示す。

レーザー光照射による物質加熱は従来いくつかの報告があり⁽³⁾、物質により異なるが $3500^\circ\text{K} \sim 10,000^\circ\text{K}$ と推定されている。

今回の実験は温度測定を行なっていないので、今迄の考察では横軸に、レーザー光エネルギー密度 ϵ を取っていたがこれは本来温度に対応するものである。

第 2 2 図中 \longleftrightarrow で示した値は測定値で、1 番高い値 1700 atm は $10000^\circ \sim 5000^\circ\text{K}$ に、また低い値 23 atm は $5000 \sim 3500^\circ\text{K}$ に対応すると考えた時の値を示すものであり、測定値が Ackermann 等のデータから大きくはずれていない事を示すものである。

第V章 まとめ

§1 要約

レーザー光照射加熱による、二酸化ウランの融点以上の高温での蒸気噴出圧力を動的測定法により測定した。

本研究は、超臨界事故解析に必要な超高温高圧の状態方程式を求める事を目標として、その予察的段階の試験である。

得られた結果を要約すると

1. ここで新しく採用した手法、すなわち、レーザー光照射加熱法を用い、振り振子による衝撃力積の測定、及び圧転素子による衝撃時間の測定を併用して、蒸気噴出圧力を求める方法は、本試験の目的に有効な手段となる事を確認した。
2. 測定した蒸気噴出圧力は最大1700atmで、物質のレーザー加熱による温度上昇の報告値と合わせ考えると、従来の事故解析で使用されていた外挿法、一般法則、等による推定値と比較して妥当な値である。
3. Threshold modelによる従来の解析法は本研究結果から考えて、融点近傍、相変化点近傍等の詳細を云々せず、定数項を適当な値に取れば、工学的には比較的良い近似を与え得る。
4. Vapor pressure modelでは、定数項を常に一定値として高温迄外挿してしまうのは問題がある。
5. 超高温での温度-圧力相関を考える時は解離及びイオン化によるエネルギー吸収と粒子数変化を無視出来ない。

§2 問題とその対策

本研究により、本手法をさらに発展させる意義を見い出したと云える。ここで、実験データ解析及び熱力学検討の項でも1部ふれた問題点と今後考慮すべき点を抽出して列記する。

1. 蒸気圧測定系の改良

- a) 圧電素子の形状、寸法、回路等の Configuration をさらに改良、

理想化し、圧力較正法を導出す。

- b) 比較的低温（融点近傍）での衝撃力積の測定が出来るように高感化し、蒸気圧従来の静的測定法による。データと比較し得るものとする。

2) 温度測定

- a) 分光学的温度測定法の導入による温度決定が可能
- b) イオン電流の測定法を改良し、粒子速度やイオン化の程度等定性的情報を得る。
- c) レーザ光照射エネルギーの測定により、温度上昇との対応を付ける。
- d) 発光現象の精密観察を行ない、温度-圧力関係の情報を得る。

3) 理論解析

- a) レーザ光照射による物質の温度上昇を相変態をも考慮して解析する。
- b) 蒸気膨張現象の解析による温度-圧力-密度の相関関係の導出

4) 解離及びイオン現象の解明

- a) 化学種の同定
- b) 解離及びイオン化エネルギーの測定
- c) 同上の程度の測定

9570

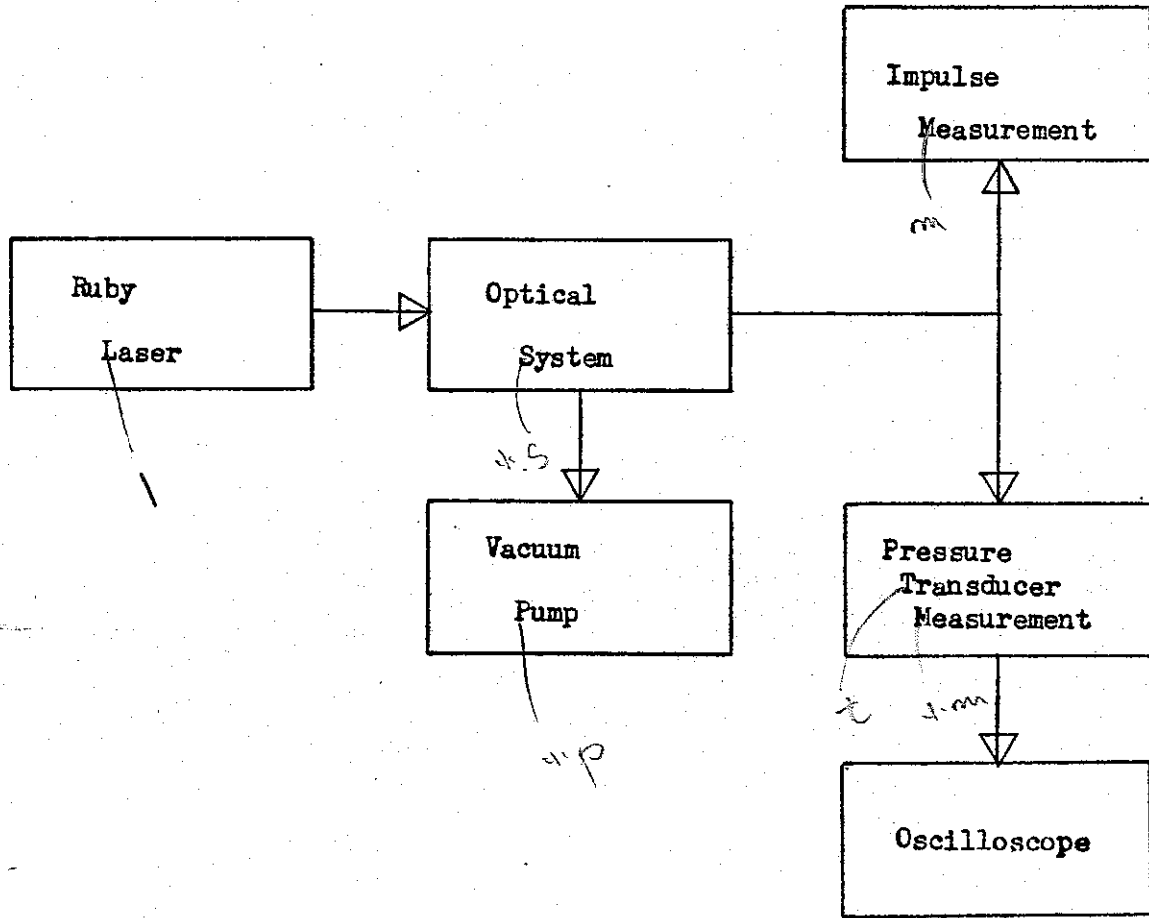


Fig. 1. Block diagram of experimental equipment.

第1図. 実験装置のブロック図

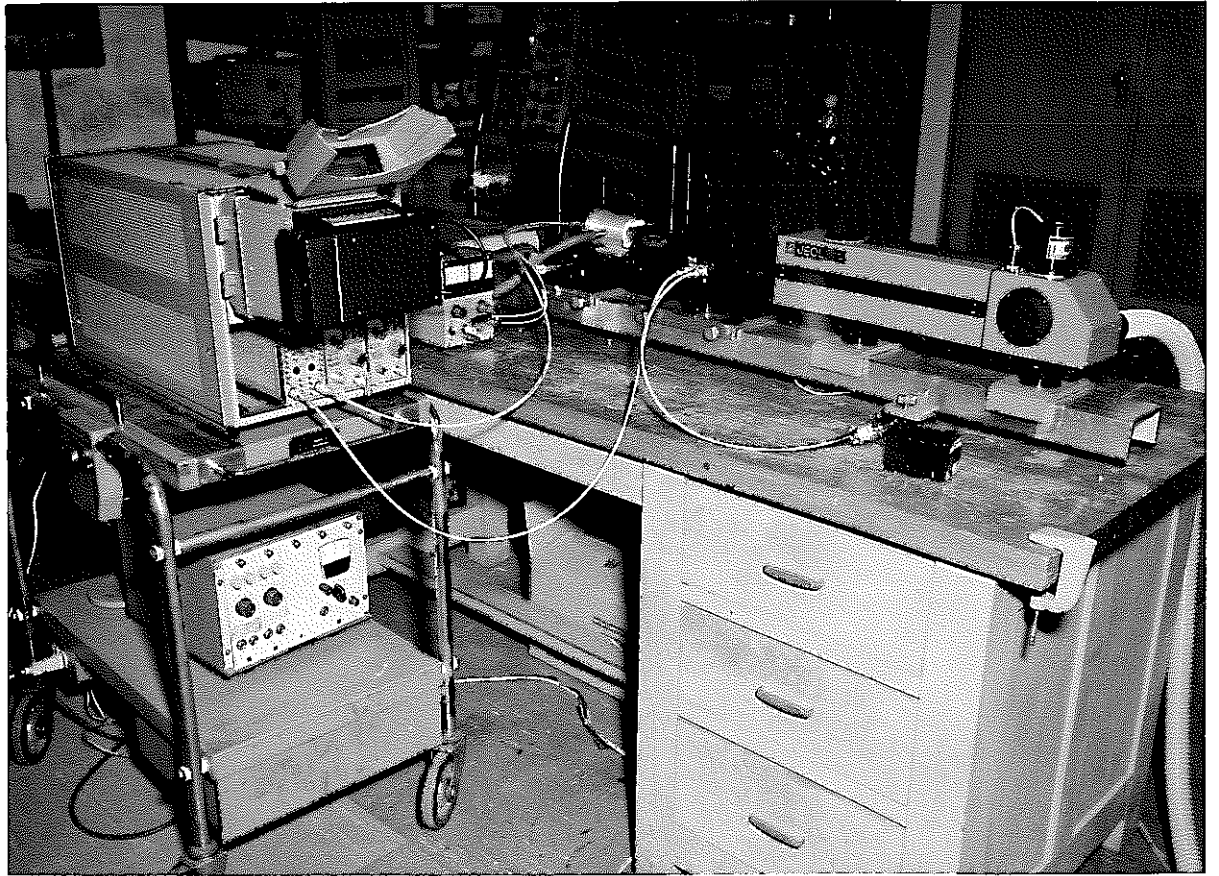


Fig. 2. Whole view of the experimental equipment.

第 2 圖 實驗裝置全景写真



Fig. 3. Laser head.

第 3 図 レーザ発光部

44

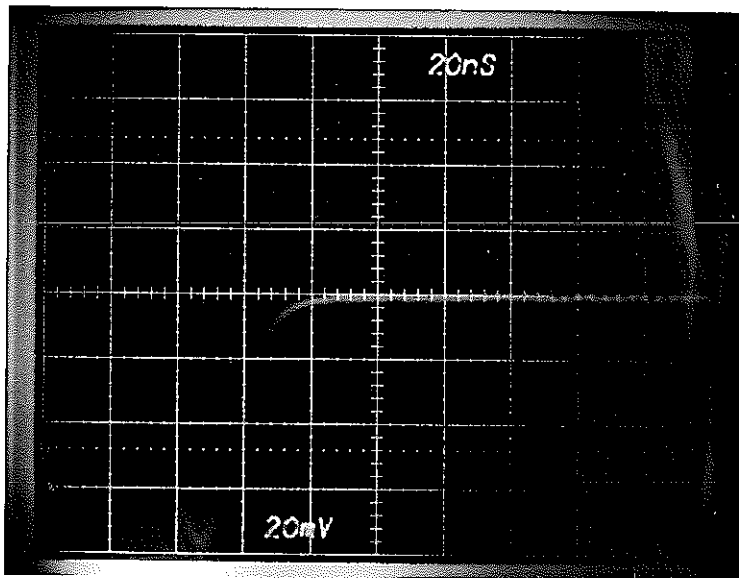


Fig. 4. Pulse shape of the G.P. laser (charged voltage 3.9KV).

第4図 ジャイアントパルスの発光波型

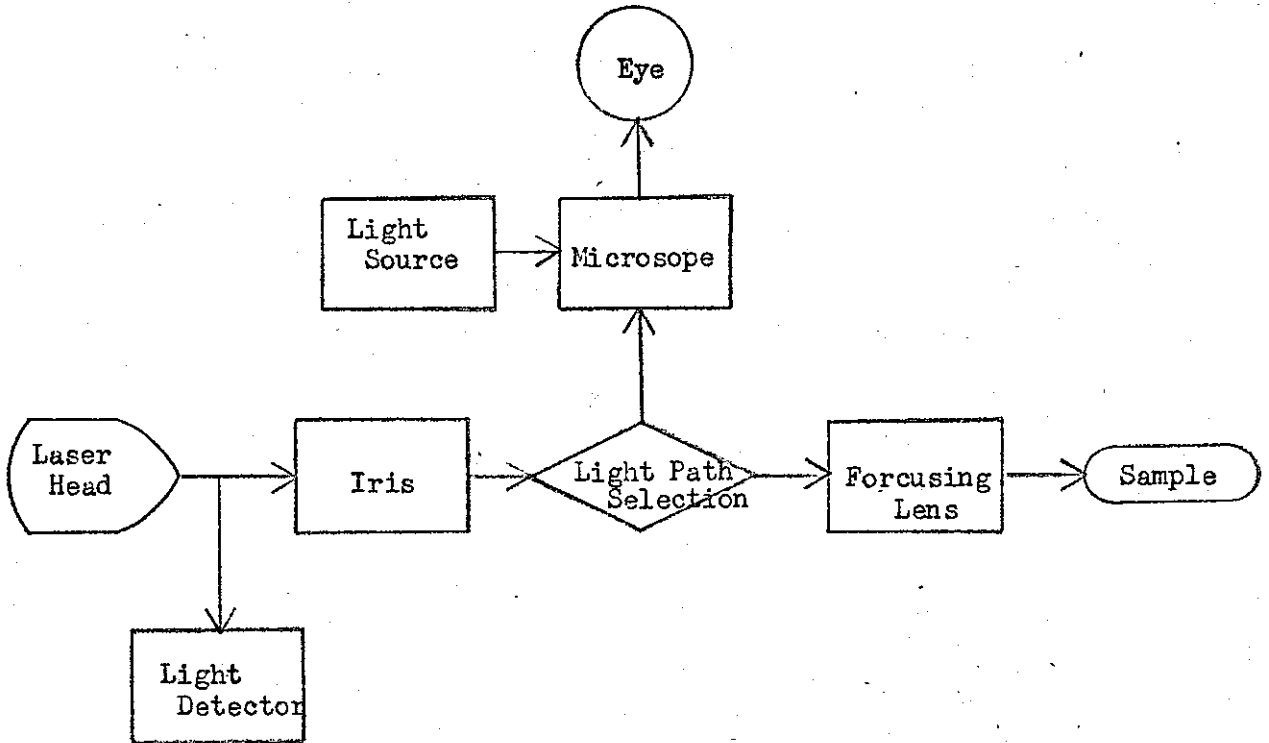


Fig. 5. Block diagram of the optical path and focusing system.

第5図 集光系のブロックダイアグラム

原

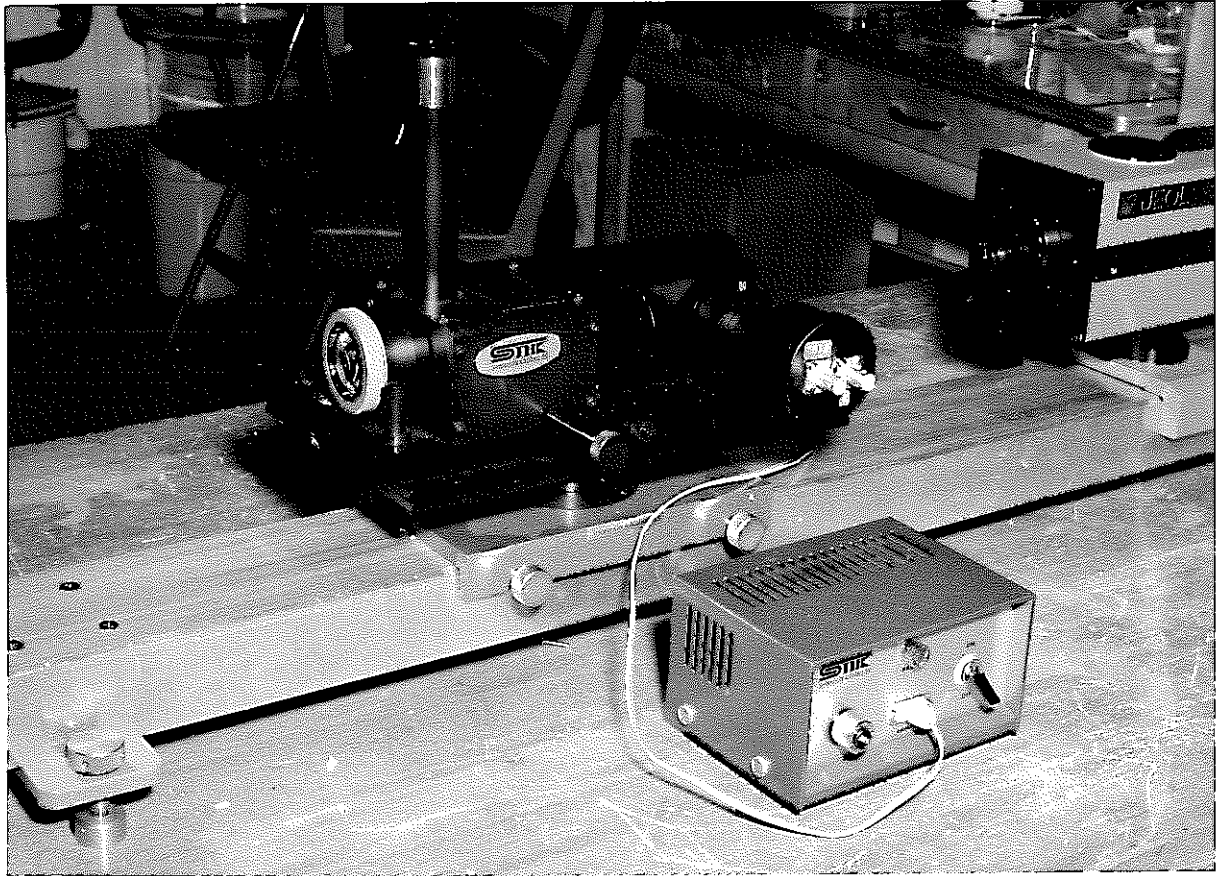


Fig. 6. Photograph of the optical system.
第 6 図 集光部の写真

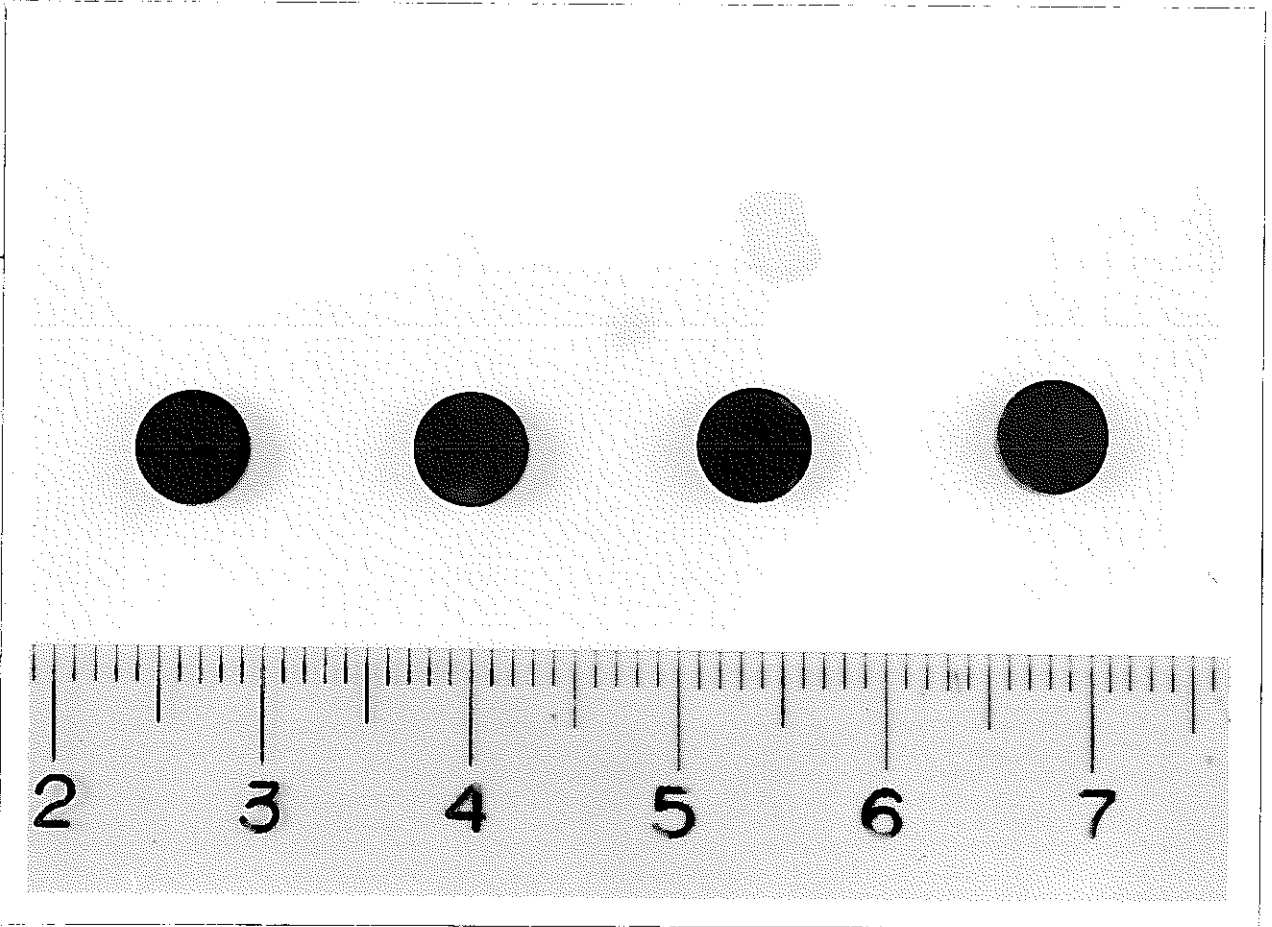
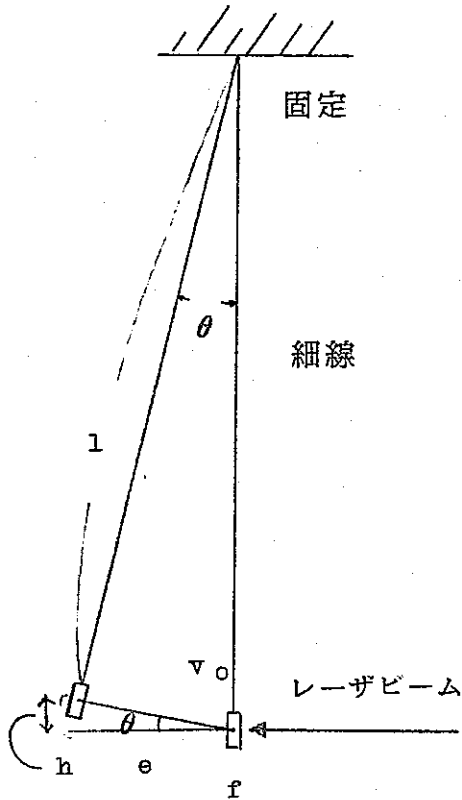
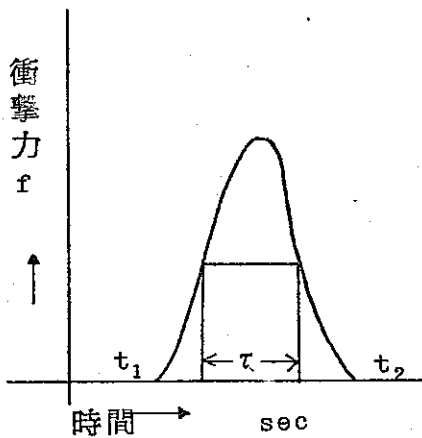


Fig. 7. UO_2 specimens ($5.5\text{mm}\phi \times 1.3\text{mm}t$).

第 7 図 二酸化ウラン試料



a) 振り子モデル



b) 衝撃力時間変化

- l : 細線長さ (cm)
- m : 試験片質量 (g)
- θ : 照射後の振れ角 (rad)
- h : 上昇量 (cm)
- f : 衝撃力 (dyn)
- τ : 衝撃力パルス巾 (sec)
- e : 水平移動量
- v : 衝撃直後の速度 (cm/sec)
- E : 衝撃により得た Energy
- g : 重力加速度

$$\textcircled{1} \quad h = e \tan \theta \quad (\theta = \sin^{-1} \frac{e}{l})$$

$$\textcircled{2} \quad v = \frac{1}{m} \int_{t_1}^{t_2} f dt = \frac{f \tau}{m}$$

$$\textcircled{3} \quad E = \frac{1}{2} m v^2 = \frac{1}{2} \frac{f^2 \tau^2}{m}$$

$$\textcircled{4} \quad E = mgh$$

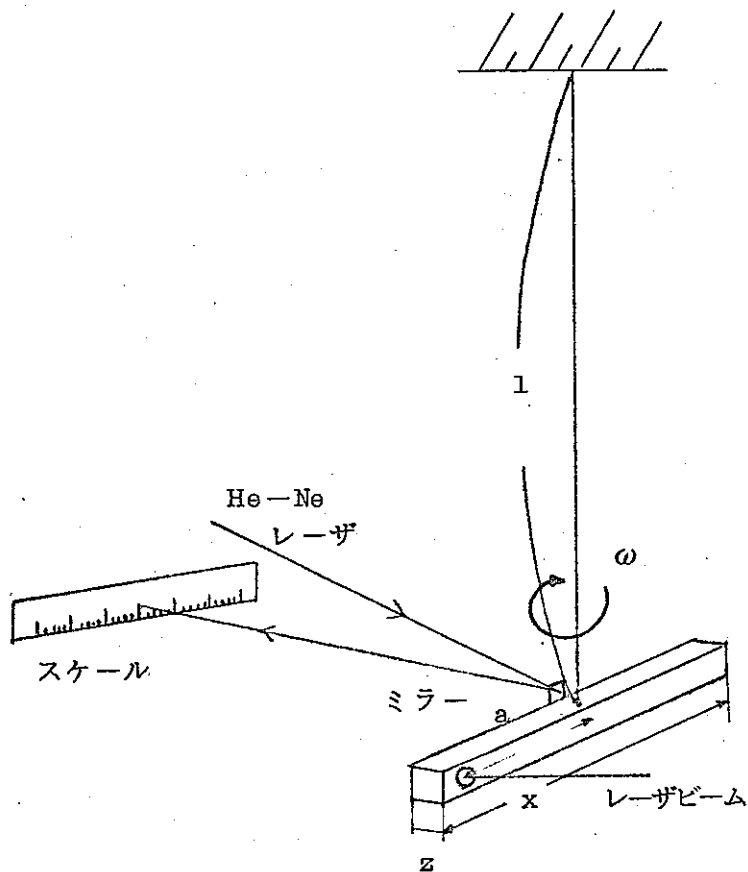
③と④を等しいと置くことにより

$$\frac{1}{2} \frac{f^2 \tau^2}{m} = mgh$$

$$\textcircled{5} \quad f \tau = m \sqrt{2gh}$$

Fig.8. Schematic figure of simple pendulum (a) and the time variation of vapor ejection force (b).

第 8 図 振り振子の模式図(a)と衝撃力の時間変化(b)



- l : 振り振子つり線長さ (cm)
- G : つり線 剛性率 (dyne/cm²)
- I : 鐘り 回転モーメント (g-cm²)
- x : 鐘り 長さ (cm)
- z : 鐘り 巾 (cm)
- M : 鐘り 重量 (g)
- γ : つり線 半径 (cm)
- ω : 回転角速度 (rad/sec)
- ν : 振動数 (cycle/sec)
- I_p : つり線の断面2次極モーメント

$$I_p = \int_A \gamma^2 dA = \frac{\pi}{2} \gamma^4$$

① $G = \frac{8\pi l}{\gamma^4} I \nu^2$

② $I = M \frac{x^2 + z^2}{12}$

③ $U = \frac{1}{2} \frac{T^2 l}{GI_p} = \frac{\pi G \gamma^4 \theta^2}{4l}$

④ $U = \frac{1}{2} I \omega^2$

⑤ $I\omega = a \cdot \tau \cdot f$

⑥ ④, ⑤より $f = \frac{I \cdot \omega}{a \cdot \tau} = \frac{I}{a \tau} \sqrt{\frac{2U}{I}} = \frac{\sqrt{2I \cdot U}}{a \cdot \tau}$

T : 振り力

a : 衝撃中心のつり線からの距離 (cm)

τ : 衝撃力パルス巾 (半値巾)

U : 振子の回転エネルギー

f : 衝撃力

θ : 振り振子の回転角

実際の装置では

- つり線 l = 20.0cm γ = 0.01cm φ りん青銅線
- 鐘 M = 25.0gr x = 8.0cm z = 0.60cm

Fig. 9. Schematic figure of torsion pendulum.
第9図 振り振子の構式図

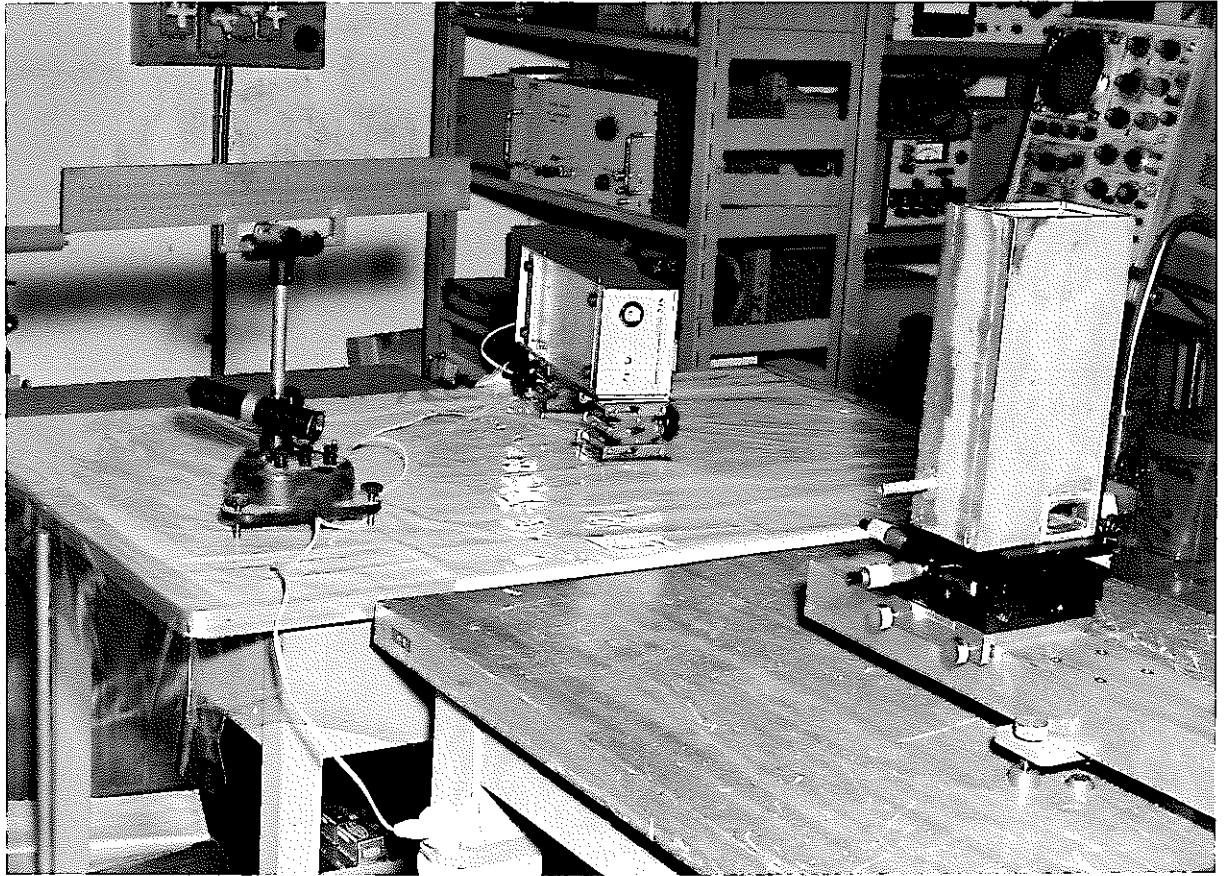


Fig. 10. Photograph of the system of impulse (f?)
measurement according to torsion pendulum method.
第 10 図 振り振子による衝撃力積測定系の写真

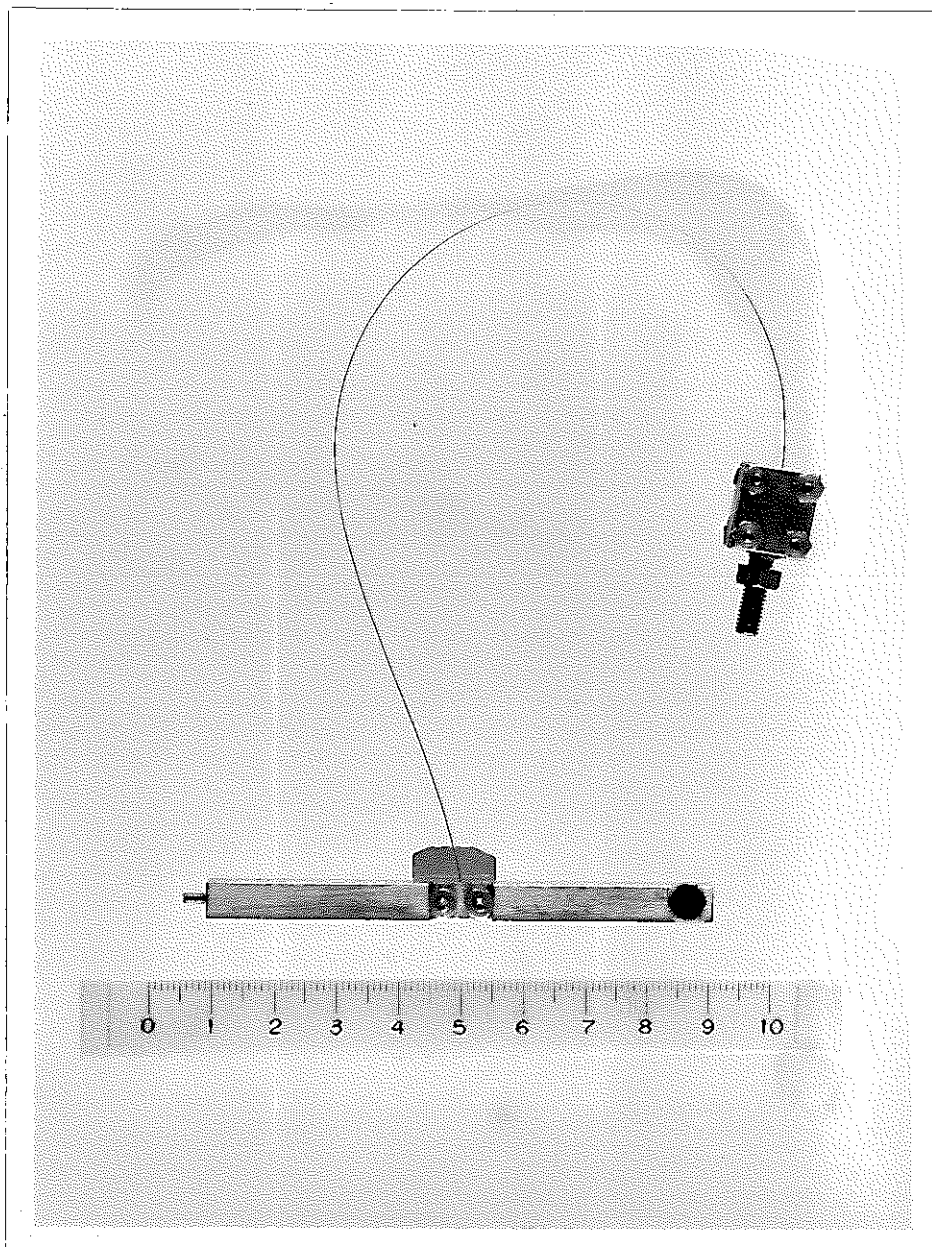


Fig. 11. Torsion pendulum and the string.

第11図 振り振子とつり線

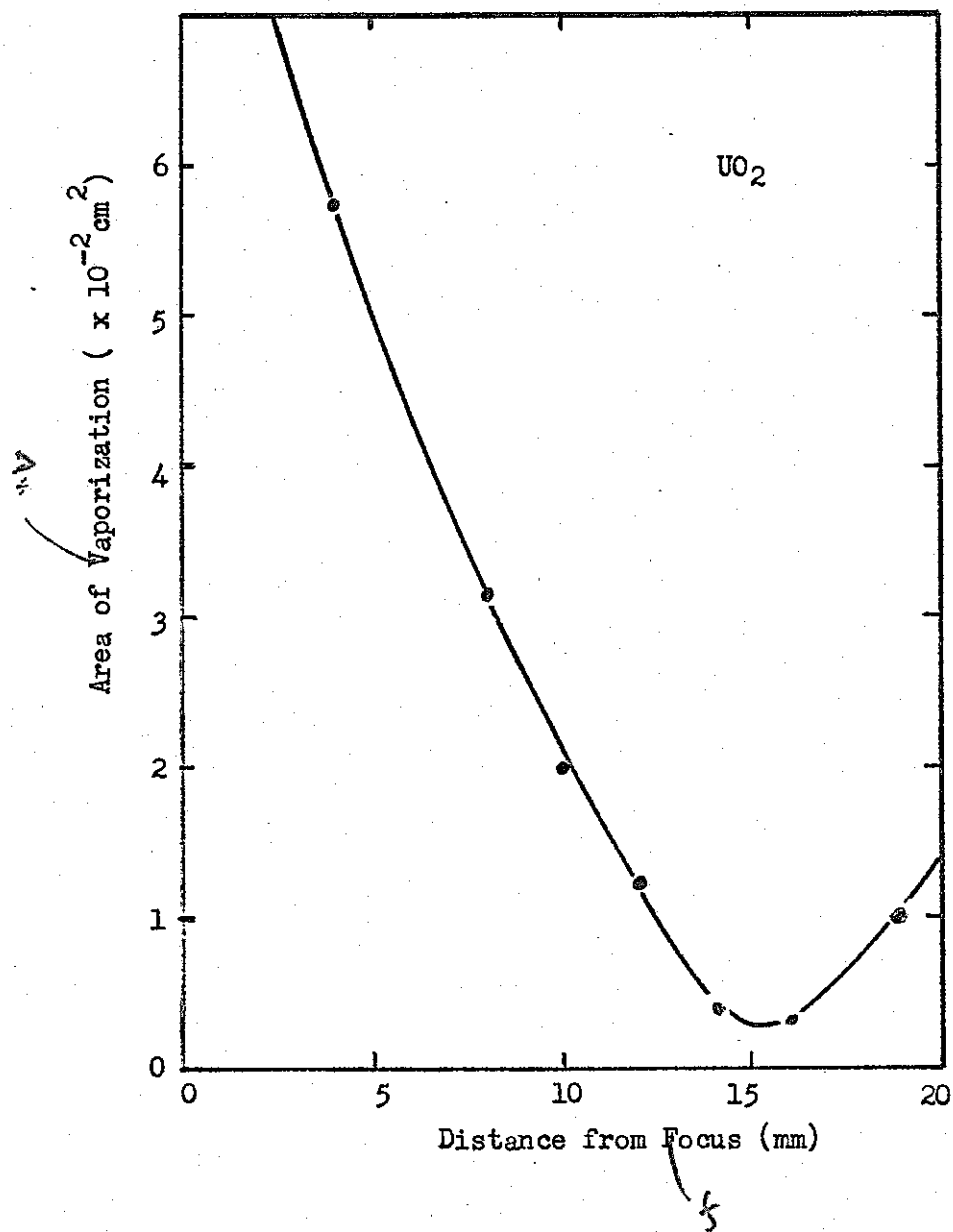


Fig. 12. Relation between the area of vapor ejection and the irradiation position from a reference point.

第 1 2 図 蒸気噴出面積と照射位置の関係

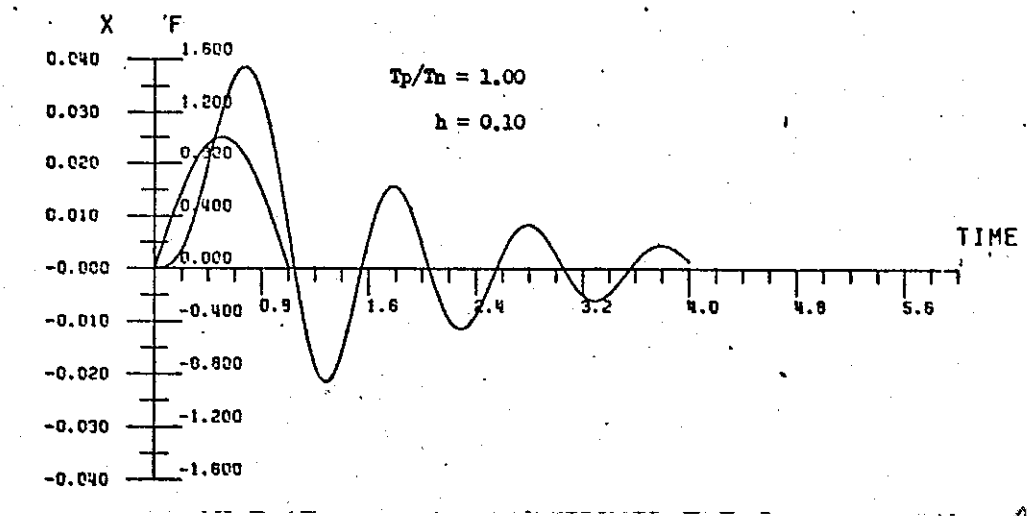
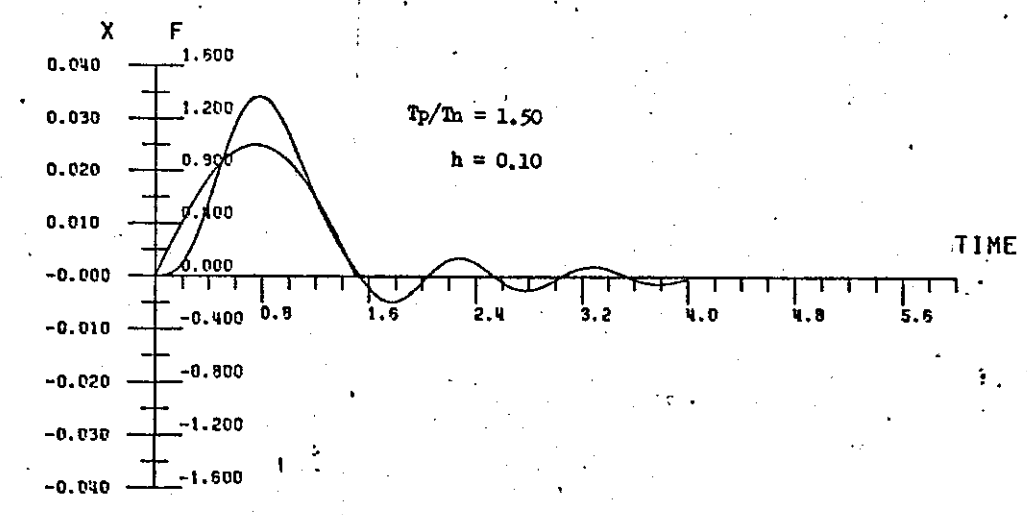
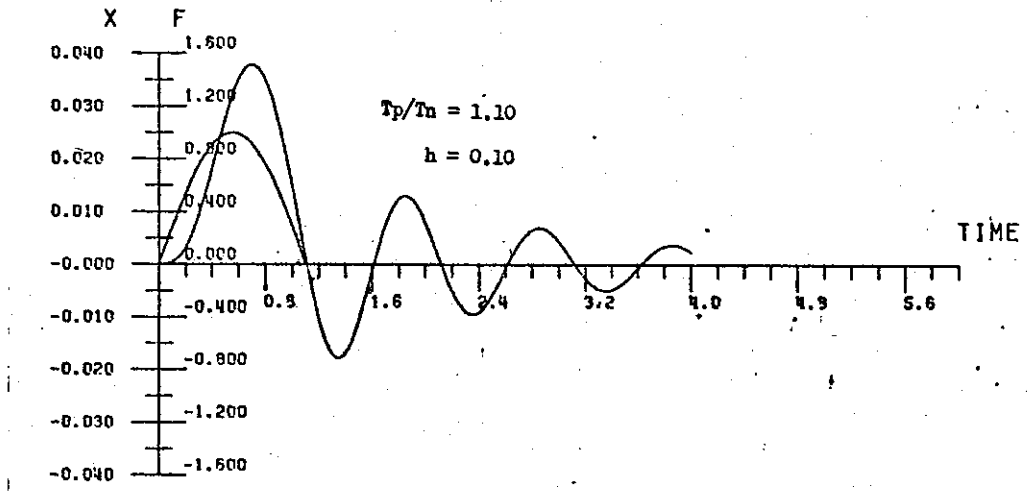


Fig. 13. Response of pressure transducer for sine wave impulse input, calculated by digital computer (input impulse are also illustrated in the figure).

第 1 3 図 電子計算器による圧電素子の正弦波入力に対する応答

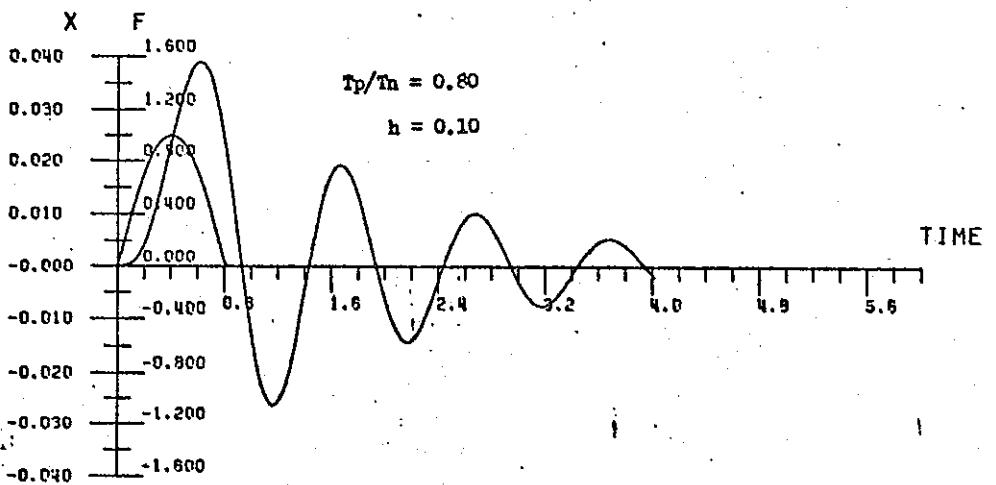
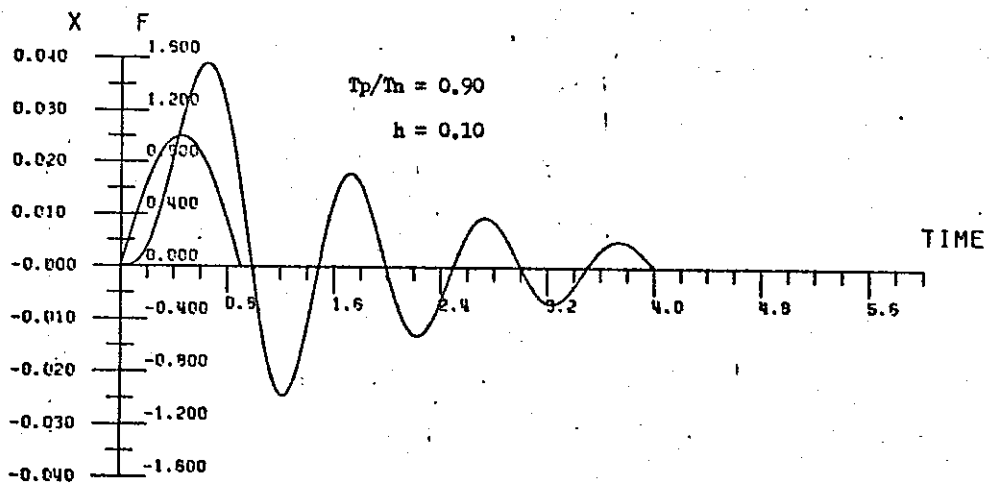
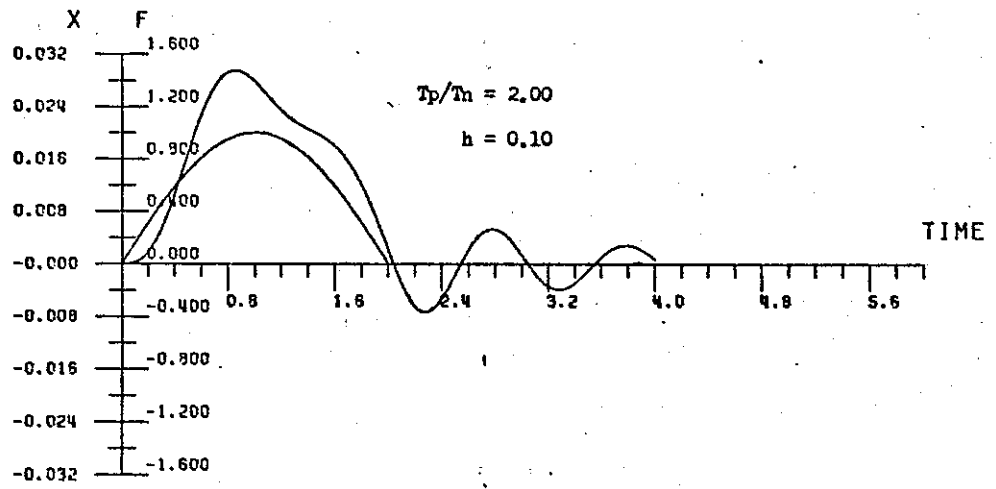


Fig. 13. Response of pressure transducer for sine wave impulse input, calculated by digital computer (input impulse are also illustrated in the figure).

第 13 図 電子計算器による圧電素子の正弦波入力に対する応答

Handwritten scribble or signature.

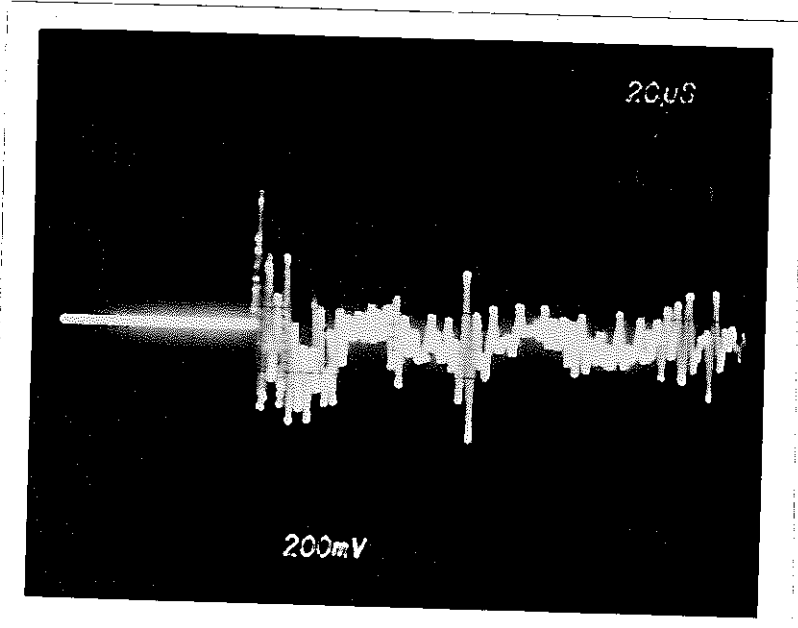


Fig. 14. Free oscillation of the pressure transducer.

第14図 振動圧力計の自由振動

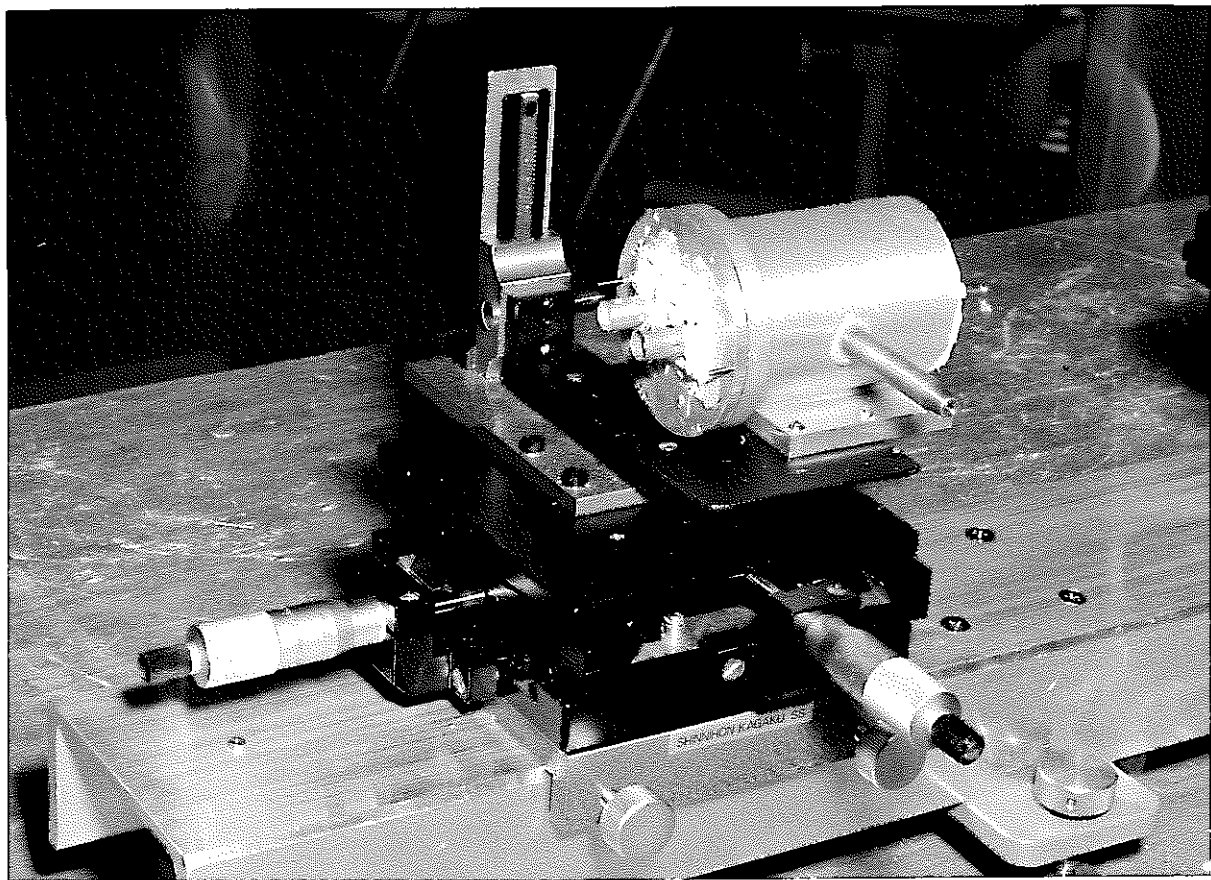


Fig. 15. Vacuum cylinder containing pressure
transducer system.

第 15 図 圧電測定系をセットした真空容器

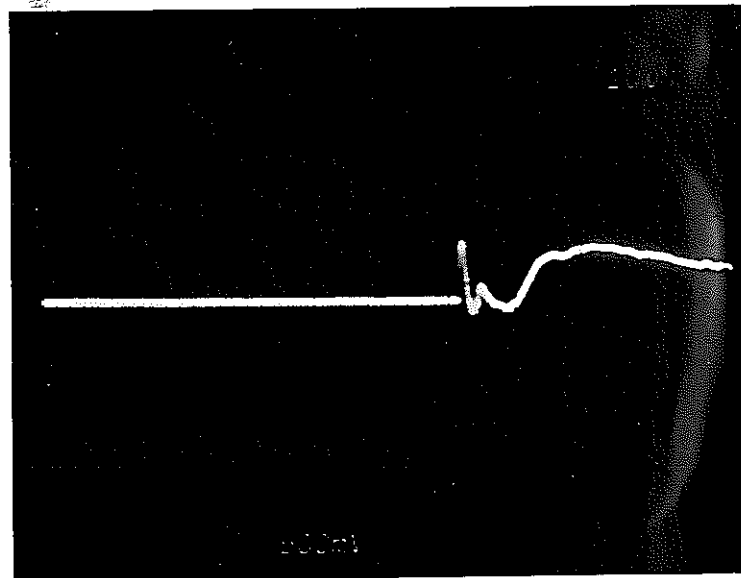
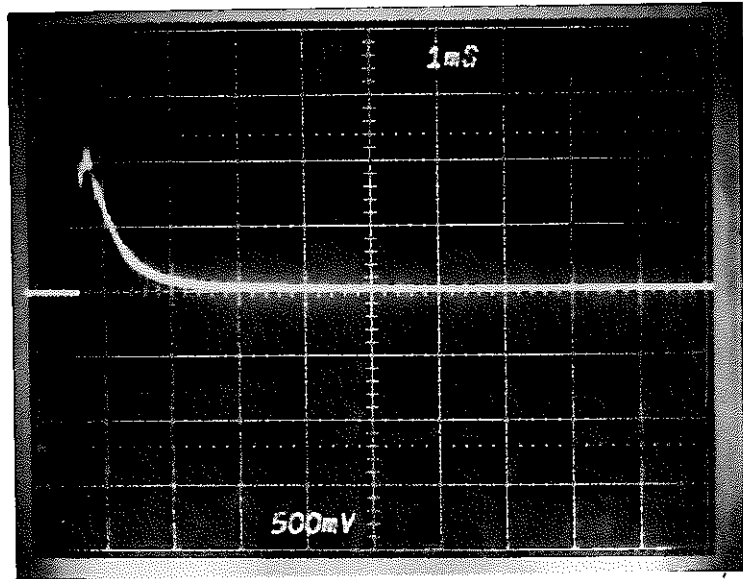


Fig. 16. Response of the pressure transducer caused by the vapor ejection.

第 16 図 蒸気噴出による圧電素子の応答

Note, These photographs are taken with varying the sweep velocity as shown in the figure. Measurements are made under vacuum and laser beam energy density of 1.1×10^{10} joules/cm² sec. The first onset is considered to be a signal for impulse and its resonance, however, cause of the following signal is unidentified.

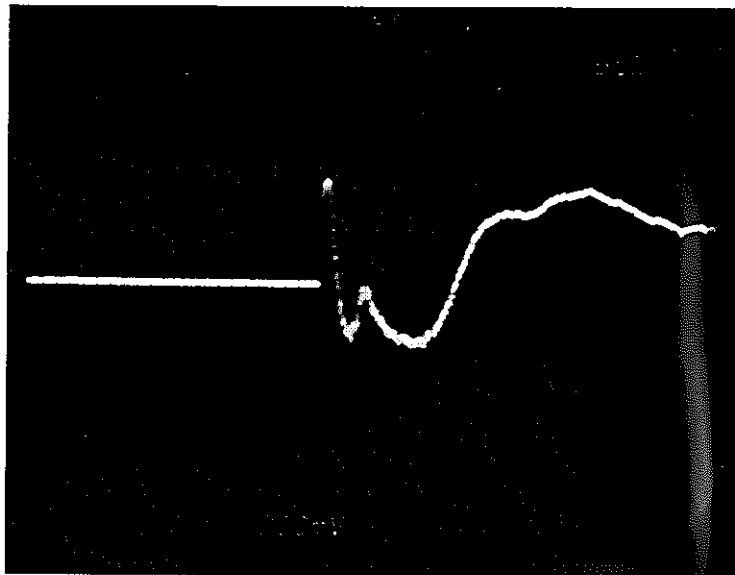
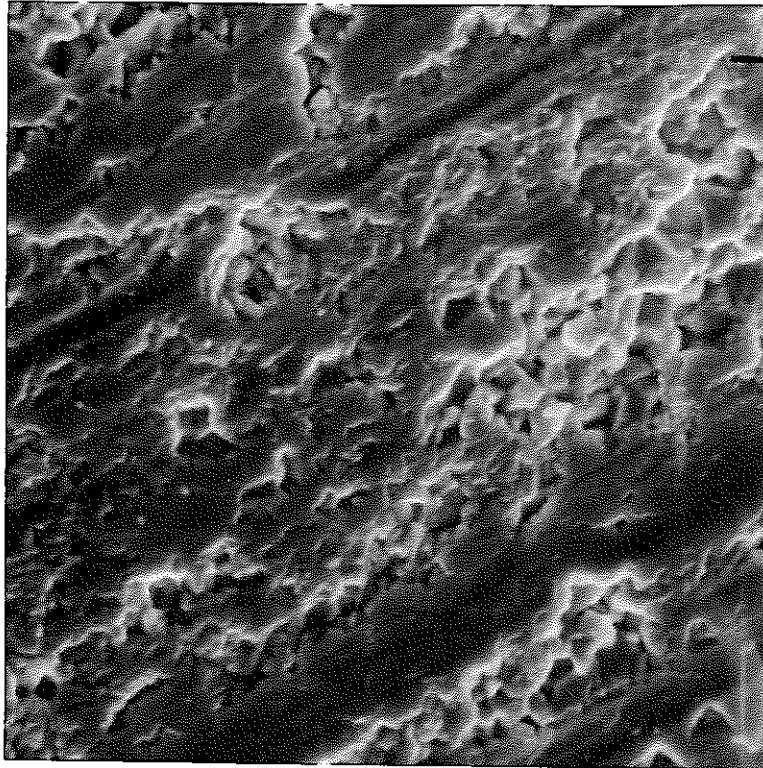


Fig.16. Response of the pressure transducer caused by the vapor ejection.

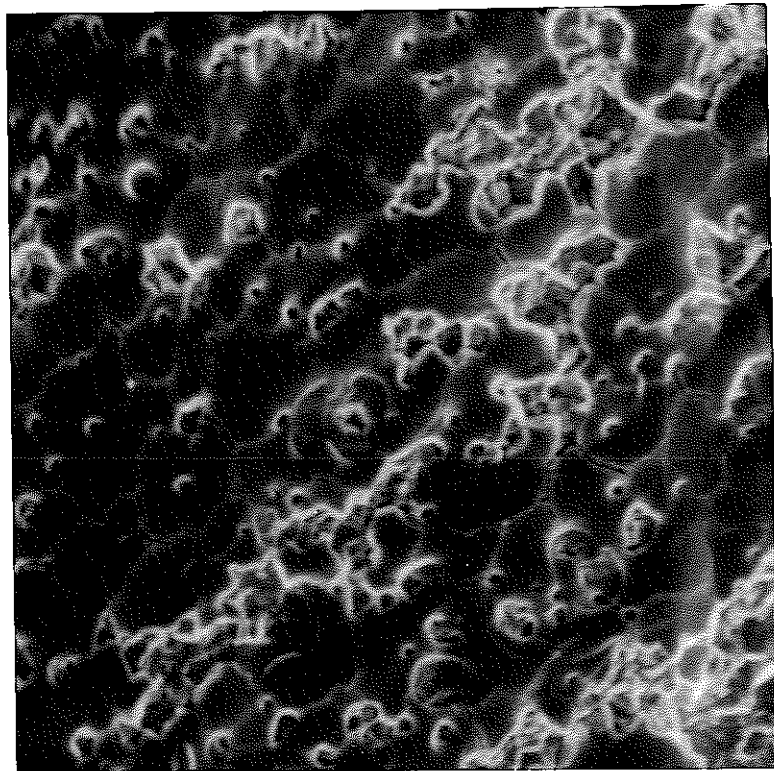
第 1 6 図 蒸気噴出による圧電素子の応答



Microstructure of natral ^U surface of the
UO₂ sample.

Fig. 17. Microstructure of the laser beam irradiated
surface on UO₂ .

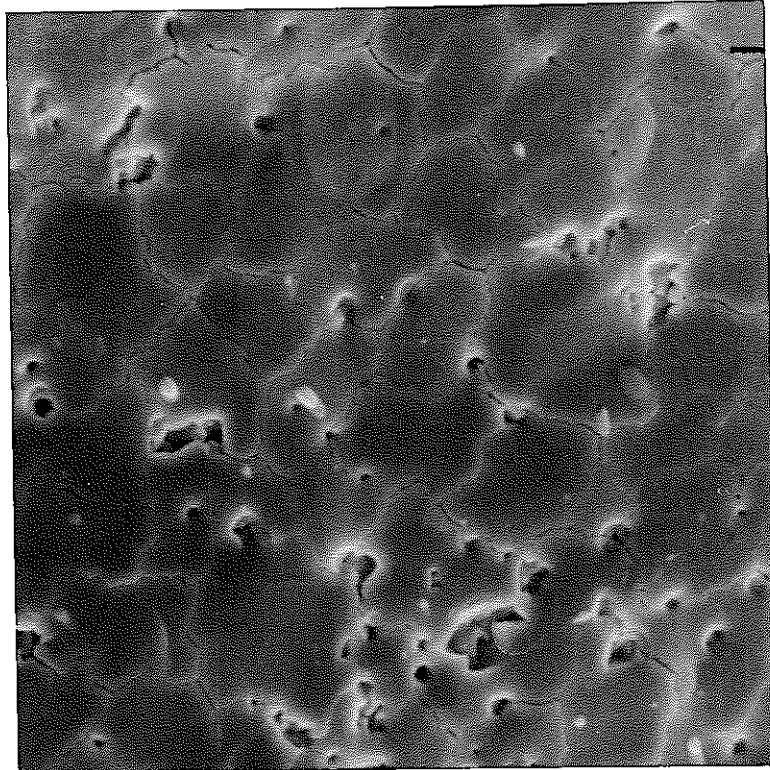
第 17 図 レーザ光を照射した二酸化ウラン試料の表面組織



Microstructure of irradiated UO_2 by the
laser beam of 7×10^8 joules/cm² sec.

Fig. 17. Microstructure of the laser beam irradiated
surface on UO_2 .

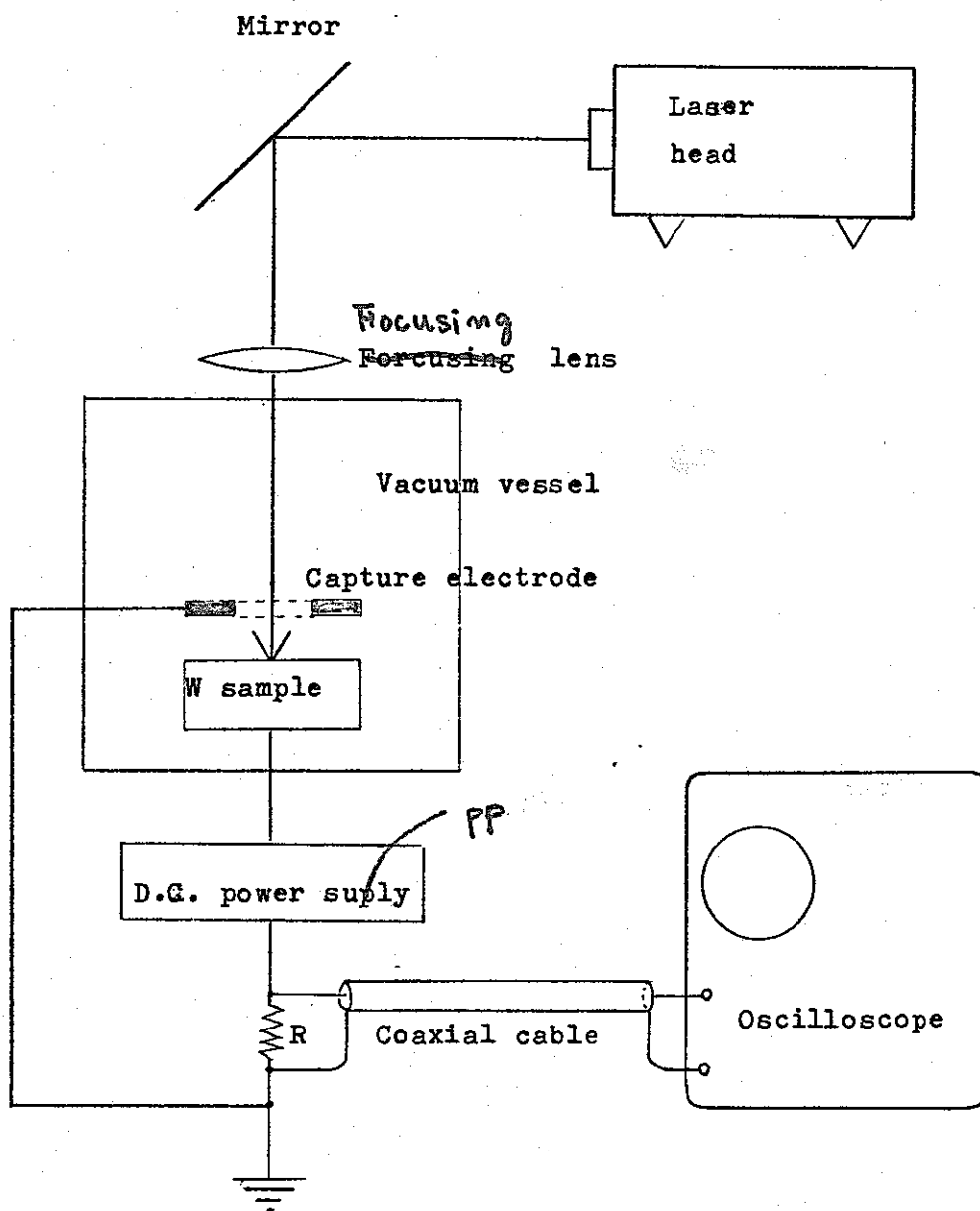
第 17 図 レーザ光を照射した二酸化ウラン試料の表面組織



Microstructure of irradiated UO_2 by the laser beam of 1.3×10^{10} joules/cm² sec.

Fig. 17. Microstructure of the laser beam irradiated surface on UO_2 .

第17図 レーザ光を照射した二酸化ウラン試料の表面組織



第18図 イオン速度測定系の原理図

Fig. 18. Basic diagram of ion speed measurement system.

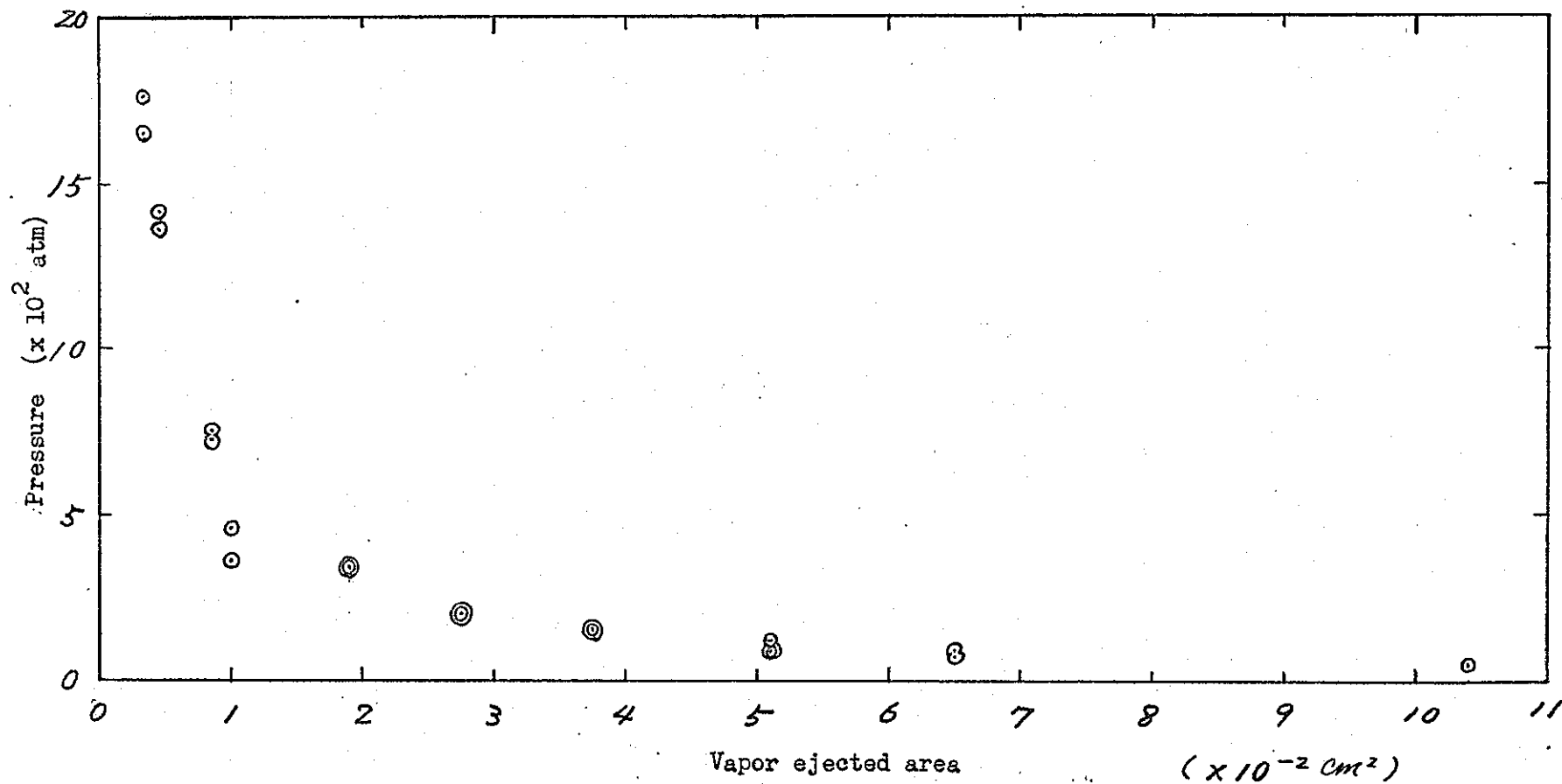


Fig. 19. Vapor ejection pressure vs. the area.

第 19 図 蒸気噴出圧力とその面積との関係

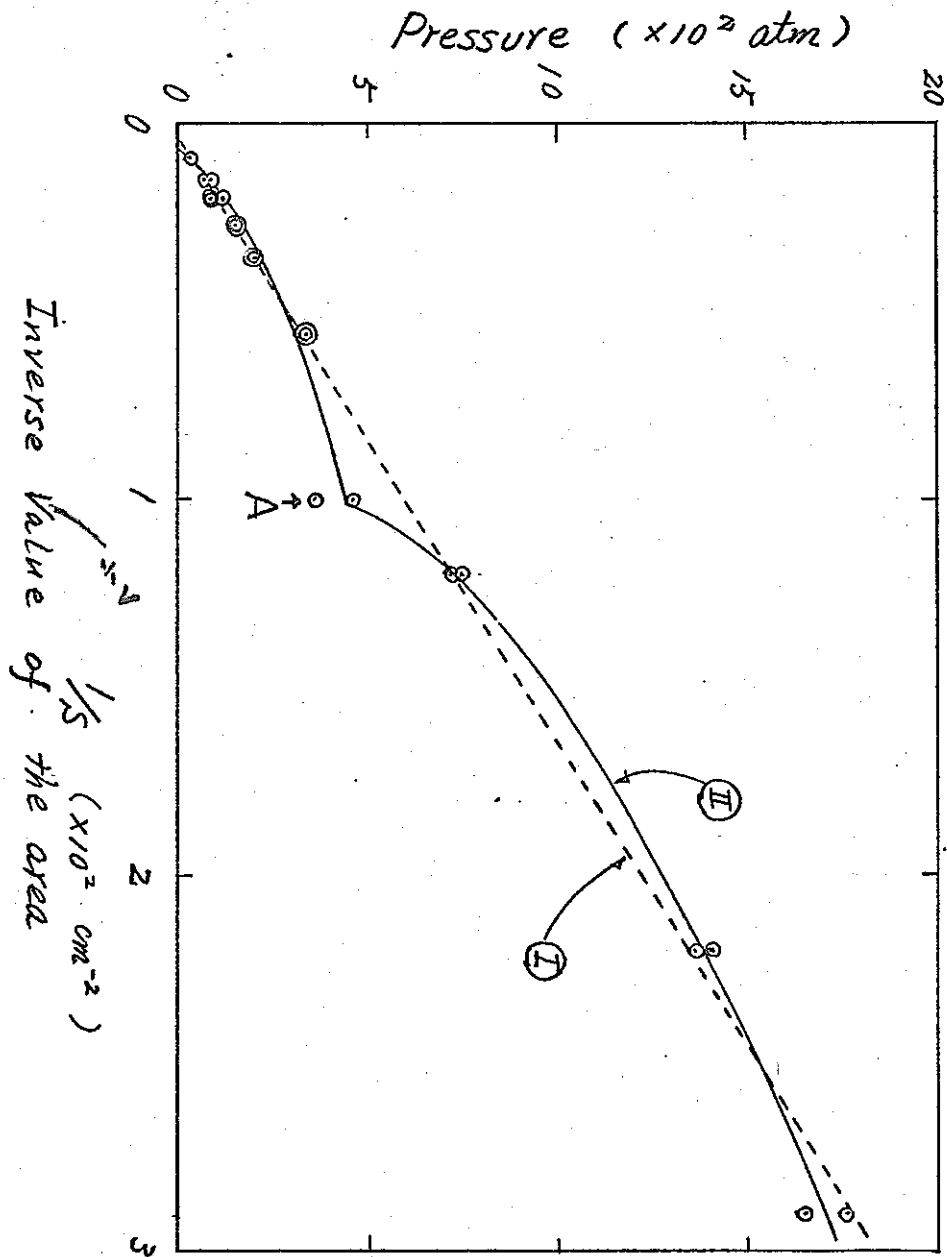


Fig. 20, Vapor ejection pressure vs. inverse value of the area.

第 20 図 蒸気噴出圧力と面積の逆数との関係

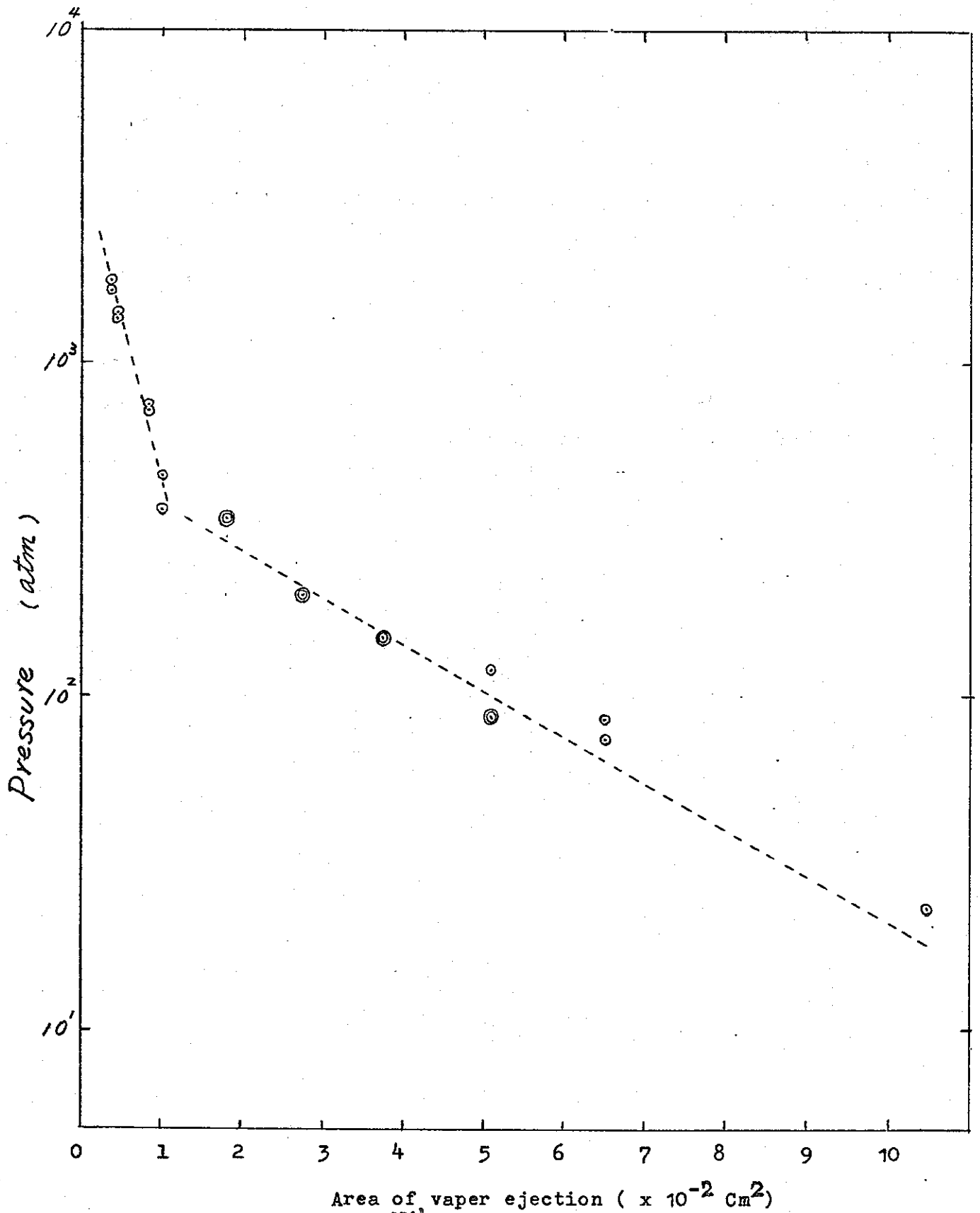


Fig. 21, Logarithmic plot of the vapor ejected pressure vs. the area.

第 2 1 図 蒸気噴出圧力の対数と面積との関係

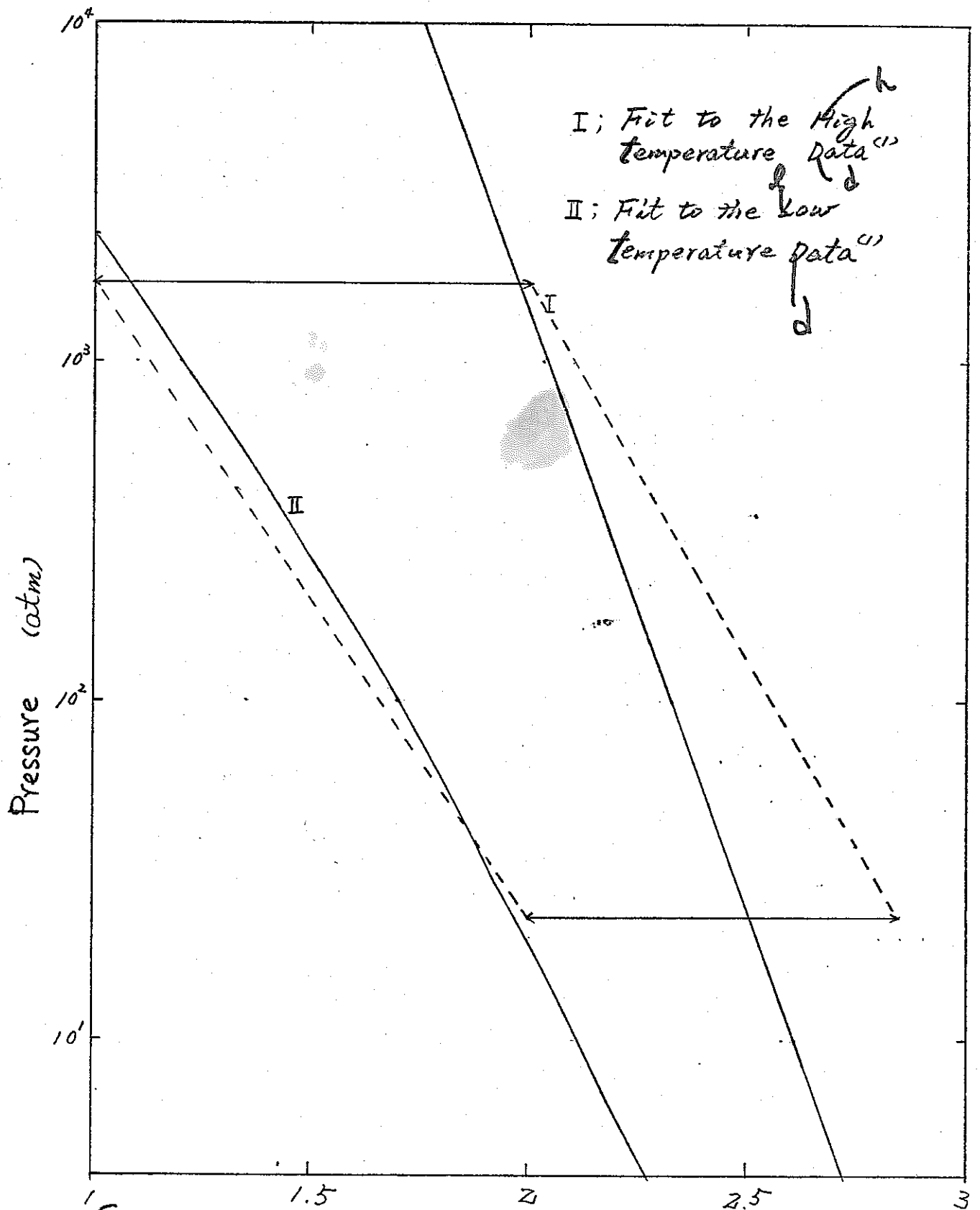


Fig. 22. Comparison of extrapolated curves of reported vapor pressure data with the results of this work.

$\frac{1}{T} \times 10^4 \text{ } ^\circ\text{K}$

第 2 2 図

Ackermann⁽¹⁾ 等による蒸気圧測定結果の高温への外挿と本実験で得たデータの比較

Table 1. Results of the impact measurement.

第 1 表 反動力積測定結果

No.	y Distance mm	θ_1 rad	θ_2 rad	$\theta_1^2 - \theta_2^2$ rad ²	U erg	friction dyn-sec
1	18.8	0.076	0.006	0.00574	0.96	45.9
2	16.8	0.100	0.006	0.00996	1.67	31.2
3	14.8	0.109	0.006	0.01017	1.71	61.1
4	12.8	0.106	0.005	0.01121	1.88	64.0
5	10.8	0.103	0.006	0.01057	1.78	62.0
6	8.8	0.093	0.003	0.00864	1.45	56.2
7	6.8	0.093	0.005	0.00862	1.45	56.2
8	4.8	0.100	0.007	0.00995	1.67	60.3
9	2.8	0.093	0.009	0.00857	1.44	56.0
10	0.8	0.040	0.004	0.00158	0.27	24.6
11	2.8	0.081	0.005	0.00654	1.10	49.0
12	4.8	0.073	0.004	0.00531	0.89	44.0
13	4.8	0.073	0.005	0.00530	0.89	44.0
14	6.8	0.090	0.005	0.00807	1.36	54.5
15	8.8	0.093	0.003	0.00864	1.45	56.2
16	10.8	0.100	0.005	0.00998	1.68	60.5
17	12.8	0.100	0.004	0.00998	1.68	60.5
18	14.8	0.105	0.006	0.01099	1.85	63.5
19	16.8	0.093	0.005	0.00862	1.45	56.2
20	18.8	0.059	0.005	0.00346	0.58	35.9

Table 2. Pressure ejection force and the pressure .

第 2 表 蒸気噴出力とその圧力

No.	$f \cdot r$ dyn-sec	$f \times 10^6$ dyn	$S \times 10^{-2}$ cm^2	$f/s \times 10^8$ dyn/ cm^2	P atom	$1/S \times 10^2$ cm^{-2}	
1	4.59	4.6	1.0	4.6	460	1.0	
2	6.04	6.0	0.34	17.6	1760	2.9	
3	6.13	6.1	0.45	13.6	1360	2.2	
4	6.40	6.4	0.85	7.53	750	1.2	
5	6.20	6.2	1.80	3.44	340	0.56	
6	5.62	5.6	2.75	2.03	200	0.36	
7	5.62	5.6	3.75	1.49	150	0.27	
8	6.03	6.0	5.1	1.18	120	0.20	
9	5.60	5.6	6.5	0.86	86	0.15	
10	2.43	2.4	10.4	0.23	23	0.096	
11	4.90	4.9	6.5	0.75	75	0.15	
12	4.40	4.4	5.1	0.86	86	0.20	
13	4.40	4.4	5.1	0.86	86	0.20	
14	5.48	5.5	3.75	1.47	150	0.27	
15	5.62	5.6	2.75	2.04	200	0.36	
16	6.08	6.1	1.80	3.39	340	0.56	
17	6.08	6.1	0.85	7.18	720	1.2	
18	6.35	6.4	0.45	1.41	1410	2.2	
19	5.62	5.6	0.34	16.5	1650	2.9	
20	3.56	3.6	1.00	3.6	360	1.0	

Table. 3, Estimation for the states of high temperature UO_2 .

第 3 表 二酸化ウランの高温下で予想される状態変化

Temp °K	phases & states			Internal Energy	character of pressure			
T_m 3150 °K	Melting	Solid	Vaporization	UO_2	$C(T)dT$	$\bullet P_{vap}^{\infty} \exp\left(-\frac{1}{T}\right)$		
		Liquid					$+\Delta H_s$ (Heat of sublimation)	
3500 °K	Boiling	Gas	Dissociation	$U^{(+)}, 2O^{(-)}$	$+\Delta H_m$ <i>f</i> (Heat of Fusion)	$\bullet PV = nRT$ Approximate By Ideal Gas n; gram molecule in Vapor state		
							$+\Delta H_v$ <i>v</i> (Heat of Vaporization)	
T_B 4000	critical point		Ionization	$U^{+1}, 2O^{-1}, \epsilon_e^0$	$+\Delta H_d$ <i>d</i> (Heat of Dissociation)	$\bullet PV = \{n(1-\epsilon_d) + 3n\epsilon_d\}RT$ if complete dissociation was occurs <i>red</i> $\rightarrow PV = 3nRT$ (ϵ_d : dissociation rate $1 \geq \epsilon_d$)		
* Extrapolation of Ackermann's Data							$+\Delta H_i$ (Ionization Energy)	$\bullet PV = (3n + \epsilon_e n)RT$ (ϵ_e : electron emission rate) $\epsilon_e \geq 0$
T_c								

References

~~参 考 文 献~~

- (1) R.J. Ackermann, et al.,
J. Chem. phys., 25 (1956) 1089.
- (2) D. E. Simpson, et al.,
BNWL - 760 (1968).
- (3) J. E. Mentall, et al.,
J. Chem. phys., 46 (1967) 2881.
Y. Fujioka, ed., Bunkogaku (1967).
- (4) 藤岡由夫編、分光学 (1967)
H. Kiwaki, *Ōyobutsuri*, 38 (1969) 524.
- (5) 木脇久智、応用物理 38 (1969) 524