

JAERI-M
83-135

レーザー濃縮モジュールについての一考察

—エネルギー消費面より見た
濃縮モジュールの特性—

1983年9月

有沢 孝・柴 是行

JAERI-M レポートは、日本原子力研究所が不定期に公開している研究報告書です。

入手の問い合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319-11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしてください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-11 茨城県那珂郡東海村 日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Section, Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1983

編集兼発行 日本原子力研究所
印刷 日立高速印刷株式会社

レーザー濃縮モジュールについての一考察
—エネルギー消費面より見た濃縮モジュールの特性—

日本原子力研究所東海研究所燃料工学部

有沢 孝・柴 是行

(1983年8月4日受理)

原子法レーザー濃縮用の単純化された分離モジュールを想定し、蒸発、励起、光電離、イオン回収を含めた過程を概観し種々の工学的問題の摘出を計ると同時に、単位量の製品を得るための消費エネルギーを算出し、これに基づいてエネルギー消費の最小となる点を求めた。この結果、回収時の電荷交換による濃縮度の低下を防止するためには適切な処理密度とイオン回収用電極間ギャップとの関係が存在すること、電極の原子ビーム方向への長さはイオン回収に対し最小値を有し、この値は電極間ギャップにより変化することなどが分った。

A Consideration on Laser Enrichment Module
—— Module Characteristics from the Viewpoint of
Energy Consumption ——

Department of Fuels and Materials Research,
Tokai Research Establishment, JAERI

(Received August 4, 1983)

Several problems are discussed for designing a simplified enrichment module based on Atomic Laser Isotope Separation Method , which involve the vaporization of metal , laser excitation, laser ionization and ion recovery. The conditions at which the consumed energy has the minimum value are obtained by calculating the specific energy consumption for producing unit amount of enriched products. It is found that there should be an appropriate relationship between the processing atomic density and the electrode gap in order to avoid the enrichment loss caused by the charge exchange during the ion recovery. Moreover it is also found that this relation depends on the electrode length measured along both the atomic beam direction and the laser beam direction .

Keywords:

Laser Isotope Separation, Atomic Method, Enrichment Module, Laser,
Electron Gun

目 次

1. はじめに	1
2. 設計上の問題点	5
2.1 ウラン原子の物性	5
2.2 電子銃	7
2.3 コリメータ付き回収電極	15
2.4 コリメータ無し回収電極	18
2.5 選択光電離	20
2.6 パルス通過法	27
3. モジュールの消費エネルギー特性	49
3.1 最適条件	49
3.2 総合性能	51
4. その他	76
5. おわりに	78
謝 辞	78
参考文献	79

CONTENTS

1. Introduction	1
2. Considerations on Design	5
2.1 Physical and Chemical Properties of Uranium Atom	5
2.2 Electron Gun	7
2.3 Electrode with Collimators	15
2.4 Electrode without Collimators	18
2.5 Selective Photoionization	20
2.6 Laser Beam Path	27
3. Energy Consumption Characteristics	49
3.1 Minimization of Consumed Energy	49
3.2 Performances	51
4. Others	76
5. Summary	78
Acknowledgments	78
References	79

1. はじめに

レーザー法によるウラン濃縮は、U原子を処理する方法（原子法）とUF₆などのウラン分子を処理する方法（分子法）に分けられる。

原子法はさらに、原子ビームの生成方法を考慮すると、高温で加熱する方法とウラン化合物を分解させる方法とに分けられる。ウラン化合物を分解させるには熱分解、電子線分解、励起状態原子との衝突分解などの方法が考えられるが、解離法や分解生成物とUF₆分子との反応などの過程については現在研究中でありまだ確立された方法はない。これに対してウラン金属を高温に加熱して蒸気を発生させる方法は蒸気の取扱に問題があるものの、現在考えられる方法の中では最も確実な方法といえる。しかし金属ウランを高温にするために熱損失が大きいなどの問題もかかえており、本方法が特にこうした点から実用されうるかどうかの検討を加えねばならない。ここでは材料腐食の点で最も問題の少ない電子銃加熱による2段階光電離法を採用した場合におけるウラン濃縮モジュールの最適設計を行った。ただしここに述べる最適化は消費エネルギーを工学的制約条件の下に最も少なくすることに限定したもので、設備投資を考慮したプラント全体に対する設備全体の最適設計ではないことを付け加えておく。

さて以下の計算においては次に示す条件を前提とした。

- ① 2段階光電離法
- ② 選択励起波長 $\sim 3000 \text{ \AA}$
- ③ 光電離波長 $\sim 6000 \text{ \AA}$
- ④ パルスレーザーポンプダイレーザー使用
- ⑤ 電子銃による高温ウラン蒸気の発生
- ⑥ ルツボの大きさ $1 \text{ cm} \times 1 \text{ m}$

またレーザーとしてはパルス発振レーザーで駆動されるパルスレーザーポンプダイレーザーを、加熱源としては電子銃を選定した。これらは以下のような特性を有する。

パルスレーザーの特徴

- ① 発振効率の良いものが得られる。
- ② 出力密度を上げうる。
- ③ 広い波長範囲にわたり効率よくダイレーザーをポンピングできる。
- ④ 非レーザー光源であるフラッシュランプに比べダイの劣化が少ない。しかし、連続発振レーザーに比べパルスの繰返し数には限界があるため原子ビーム照射条件に制約があるなどの欠点も有する。

電子銃による蒸気発生の特徴

- ① 高温となる部分を蒸発面に限ることができるためルツボの腐食の問題が少ない。
- ② 高い真空度を要す。
- ③ 材料腐食防止の観点よりルツボを冷却しすぎると、熱損失が大きくなる。

装置設計に当っては次の手順に従った。

- ① ウラン蒸気は水冷されたルツボ内に置かれたウラン金属を電子銃にて電子衝撃加熱することにより発生する。この時の熱損失を見積る。
- ② コリメーターの形状を電子銃構造と関連して求め、原子ビームフラックスが最大となるようにする。
- ③ 励起レーザー光の導入方法、減衰あるいは電離レーザー光の損失を考慮しモジュール長を決める。この時、電離レーザー光の有効利用を計るため反射鏡により多数回反射を行う（マルチパス）などの工夫を行う。
- ④ レート方程式を解くことにより、励起レーザー光と電離レーザー光とのパルス巾の違い、パルス遅延の影響を考察する。
- ⑤ スリット巾と電荷交換との関係を求め所定の回収率を得るために必要なパルス照射回数を求める（マルチパルス）。また回収部分の設計をも行う。
- ⑥ 励起レーザー光強度、電離レーザー光強度、パルス長の最適値（最もエネルギー消費率の小さくなる条件）を求める。
- ⑦ 全装置としてのエネルギー消費最小の点を求める。

なお、このような計算においては Table 1 に示すような主要パラメータを用いた。

また回収電極構造を Fig.1 に、電離スキームを Fig. 2 に示した。

Table 1 Selection of Module Parameters

	INDEPENDENT VARIABLES	SYMBOLS	DEFINED VALUES	DEPENDENT VARIABLES
HEARTH	HEARTH TEMPERATURE HEARTH LENGTH HEARTH WIDTH	T L B ₀	----- 1 m(Max.) 1 cm	ATOMIC DENSITY DEPOSITION OF NATURAL ATOMS ATOMIC BEAM VELOCITY FEEDING SPEED ELECTRON GUN POWER CONSUMPTION
EXCITER	BEAM RADIUS PEAK POWER REPETITION RATE PULSE WIDTH LINE WIDTH	d P ₁ R τ _p Δν _L	1 cm 1 MW(Max.) 20 KHz(Max.) ----- (DOPPLER WIDTH)	POWER DENSITY AVERAGE POWER POWER DENSITY
IONIZER	PEAK POWER PULSE WIDTH	P ₂ T _p	10 MW(Max.) -----	POWER DENSITY AVERAGE POWER
REACTION ZONE	EXCITATION CROSS SECTION EXCITATION LIFE TIME IONIZATION CROSS SECTION EXCITATION WAVELENGTH IONIZATION WAVELENGTH NUMBER OF CHANNELS NUMBER OF PATHS NUMBER OF PULSES	σ _e τ _e σ _i λ _e λ _i N _c N _R N _P	10 ⁻¹⁴ cm ² 250 nsec 2x10 ⁻¹⁷ cm ² 3000 Å 6000 Å ----- ----- -----	ION ENRICHMENT ION RECOVERY RATE NUMBER OF LASER GROUPS EXCITER POWER CONSUMPTION NUMBER OF EXCITERS IONIZER POWER CONSUMPTION NUMBER OF IONIZERS
RECOVERY	APPLIED VOLTAGE APPLIED MAGNETIC FIELD ELECTRODE WIDTH ELECTRODE LENGTH	E B _M B _E L _E	----- 500 GAUSS ----- -----	PRODUCT ASSAY YIELD TAIL ASSAY

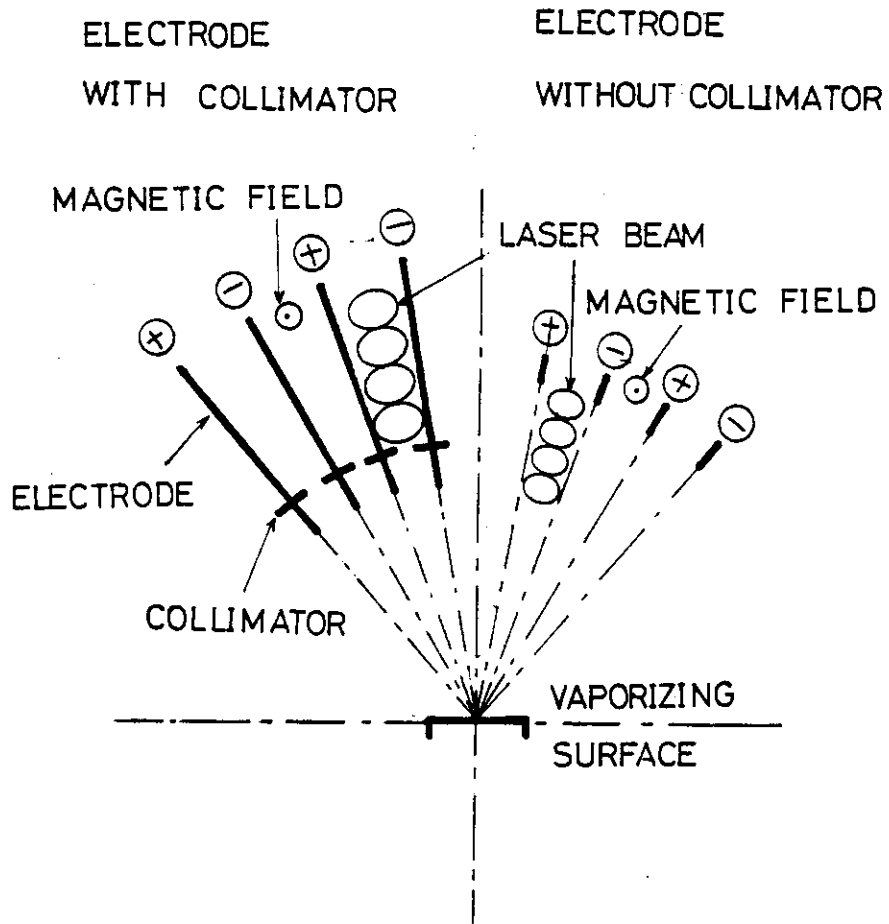
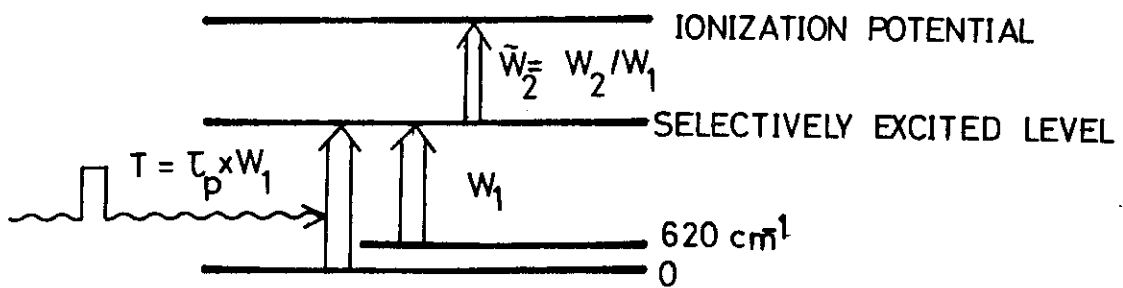


Fig.1 Cross sectional view of module



η_p ; SPECIFIC ENERGY CONSUMPTION
PER UNIT HEARTH LENGTH AND
UNIT ATOMIC DENSITY

Fig.2 Excitation scheme

2. 設計上の問題点

2.1 ウラン原子の物性

設計に必要となるウラン原子の主たる物性を示しておく。ウランは比重 18.7 (α 相), 融点 1132 °C, 融解熱 2.03 kcal/mol, 沸点 3818°C, 蒸発熱 110.9 kcal/mol, 比熱 0.028 cal/g·°C (20°C) なる物質であり, 1800°C 以上では腐食が特に著しく全ての物質を溶出させてしまうといわれている。設計に必要となる熱力学的物性値としては, 固体, 液体, 気体の密度, 比熱, 固体, 液体の熱伝導率, 融解熱, 蒸発熱, 液体の粘度などがあげられる。

密度については固体の場合熱膨張係数が分かっているので温度 T(K) における密度を ρ とすると,

$$\rho = \rho_0 \{ 1 + \alpha (T - T^*) \}^{-3} \quad (1)$$

となる。ここに

$$\rho_0 = 18.7 \text{ g/cm}^3; T^* \text{ における密度}$$

$$T^* = \text{常温 (293K)}$$

$$\alpha = 3.3 \times 10^{-5} / \text{K}; \text{熱膨張係数}$$

である。液体についても同様の見積りが可能であり, 上式で $\rho_0 = 16.63 \text{ g/cm}^3$, $T^* = 1405 \text{ K}$ とおけばよい。次に気体については, 蒸発温度を T(K), 蒸気圧を P (Torr) とすると,

$$\log_{10} P = \frac{-23330}{T} + 8.583 \quad (1630 \sim 1970 \text{ K}) \quad (2)$$

$$\log_{10} P = \frac{-27330}{T} + 17.30 - 2.0 \log_{10} T \quad (1970 \text{ K} \sim) \quad (3)$$

と示される¹⁾。上式より圧力が 10^{-2} , 0.1, 1 Torr を示す温度は各々 2204, 2366, 2610 K であり, 処理量をあげるためにはかなりの高温を必要とすることが分る。密度は圧力 P (Torr), 温度 T(K) のとき,

$$N_s = \frac{P}{760} \frac{273}{T} \frac{6.02 \times 10^{23}}{22400} = 9.65 \times 10^{18} \frac{P}{T} \text{ (ヶ/cm}^3\text{)} \quad (4)$$

となる。このときの平均速度は,

$$v = 2 \sqrt{\frac{2\pi T}{\pi m}} \quad (5)$$

であるから, フラックスは蒸発表面において,

$$\phi_s = N_s v \quad (6)$$

と示される。温度に対するこれらの関係を Fig. 3 に示した。次に熱伝導度の温度依存性は Wiedemann-Franz により示される。

$$k = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{\kappa}{e} \right)^2 T \sigma = 2.45 \times 10^{-8} T \sigma \quad (7)$$

ここに,

$$\begin{aligned} k & (\text{W/cm}\cdot\text{sec}\cdot^\circ\text{C}); \text{ 熱伝導度} \\ \sigma^{-1} & = \sigma_0^{-1} \{ 1 + \beta (T - T^*) \} \\ \sigma_0^{-1} & = 2.5 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}; \text{ 比抵抗} \\ \beta & = 2.5 \times 10^{-3} / ^\circ\text{C}; \text{ 抵抗の温度勾配} \\ T^* & = 293 \text{ K} \end{aligned}$$

である。また蒸発面上で生ずる熱電離度 x_i は,

$$\frac{x_i^2}{1 - 2x_i} P = \frac{\pi_i}{\pi_a} \cdot 5 \times 10^{-4} T^{5/2} e^{-eV_i / \kappa T} \quad (8)$$

により求められる。ここに,

$$\begin{aligned} P & (\text{Torr}); \text{ 圧力} \\ \pi_i & = 80 \\ \pi_a & = 34 \\ V_i & = 6.02 \text{ eV} \\ T & (\text{K}); \text{ 温度} \end{aligned}$$

である。温度が 2000 °C 以上に上昇すれば基底状態に近い準安定状態の占有密度も増大する。準安定状態をエネルギーの低い方から記すと,

${}^5L_6^0$ (基底状態)	0 cm^{-1}
${}^5K_5^0$	620 cm^{-1}
${}^5L_7^0$	3801 cm^{-1}
${}^5H_3^0$	~ 3960 cm^{-1}
${}^5K_6^0$	~ 4250 cm^{-1}
${}^5I_4^0$	~ 4420 cm^{-1}
${}^3I_5^0$	~ 5750 cm^{-1}
${}^3H_4^0$	~ 5920 cm^{-1}
${}^7M_6^0$	~ 6250 cm^{-1}
${}^3K_6^0$	~ 6930 cm^{-1}

などである²⁾。このうち ${}^5L_6^0$ および ${}^5K_5^0$ は励起の対象になるが、 ${}^5L_7^0$ を励起の対象とするのはレーザー波長や処理温度における占有率の関係からいって不利である。すなわち ${}^5L_7^0$ は 2600 K 程度で占有率は 10% 以下でありしかも励起状態として 6000 Å を選んだ場合、その波長は 1200 Å 以上も長波長側にずれるからである (${}^5K_5^0$ を用いる場合には 200 Å 程度のずれである)。 ${}^5L_6^0$, ${}^5K_5^0$ の温度に対する占有率の変化を Fig. 4 に示す。この図からも分るように、全原子を励起の対象とすることは不可能であり、従って廃棄材濃度も図から知られるように零とすることはできない。回収率をあげるためには準安定状態にある原子をクエンチングさせるなどして基底状態にすることが必要である。このようにして得られる原子ビームにレーザー光を照射す

るわけであるが、励起状態の寿命および吸収断面積は使用するエネルギーレベルによって大きく変化する。そのためここで用いる計算においては5915.19 Åの実験における値、

○ 励起断面積 $\sigma_1 = 1 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$

○ 励起状態寿命 $\tau = 250 \text{ nsec}$

○ 電離断面積 $\sigma_2 = 2 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$

に基づいて計算を行う。なおエネルギー交換断面積は、 $\sigma_c = 1 \times 10^{-14} \text{ cm}^2$ 、電荷交換断面積は

$$\sigma_x = 2.79 \times 10^{-12} v^{-0.42} (\text{cm}^2) \quad (9)$$

とした。ここに v は相対速度 (cm/sec) である。

2.2 電子銃

水冷ルツボにおいて電子衝撃により熔融される金属ウランについて熱エネルギー収支をとると、

$$\begin{aligned} & \text{電子衝撃加熱エネルギー (} W_e \text{)} \\ & = \text{ウラン固体の融点までの昇温エネルギー (} W_s \text{)} \\ & \quad + \text{ウラン熔融エネルギー (} W_m \text{)} \\ & \quad + \text{ウラン液体昇温エネルギー (} W_l \text{)} \\ & \quad + \text{ウラン蒸発エネルギー (} W_v \text{)} \\ & \quad + \text{ウラン蒸気昇温エネルギー (} W_g \text{)} \\ & \quad + \text{熱放射損失エネルギー (} W_r \text{)} \\ & \quad + \text{熔融ウラン対流損失エネルギー (} W_c \text{)} \\ & \quad + \text{ルツボ壁面熱伝導損失エネルギー (} W_t \text{)} \\ & \quad + \text{水冷却損失エネルギー (} W_w \text{)} \end{aligned} \quad (10)$$

と示される。ルツボは融点以上にして用いるのでどのような温度条件でも $W_s + W_m$ は一定の値となる。またウラン蒸気の比熱は単原子分子であり

$$C_v = \frac{5}{2} R = 5 \text{ cal/mol}$$

としてよい。蒸発温度を T_m (K) とすると、各熱エネルギーとして

$$\begin{aligned} W_s &= 0.028 (\text{cal/g} \cdot ^\circ\text{C}) \times (1132^\circ\text{C} - 15^\circ\text{C}) \\ &= 31.28 \text{ cal/g} = 0.323 (\text{eV/ケ}) \end{aligned} \quad (11)$$

$$W_m = 2.03 \text{ kcal/mol} = 0.088 (\text{eV/ケ}) \quad (12)$$

$$\begin{aligned} W_e &= 0.028 \text{ cal/g} \cdot ^\circ\text{C} \times (T_m - 1405) \\ &= 2.89 \times 10^{-4} (T_m - 1405) (\text{eV/ケ}) \end{aligned} \quad (13)$$

$$W_v = 110.9 \text{ kcal/mol} = 4.81 (\text{eV/ケ}) \quad (14)$$

$$W_g = C_v (T_m - 1405) = 2.77 \times 10^{-4} (T_m - 1405) (\text{eV/ケ}) \quad (15)$$

が得られる。すなわち蒸発に必要なエネルギー W_1 は、

$$\begin{aligned} W_1 &= W_s + W_m + W_l + W_v + W_g \\ &= 4.43 + 5.66 \times 10^{-4} T_m \text{ (eV/ケ)} \end{aligned} \quad (16)$$

あるいは表面フラックス ϕ_s (ケ/cm²・s) を用いて、

$$W_1 = \phi_s (7.09 \times 10^{-19} + 9.06 \times 10^{-23} T_m) \text{ (W/cm}^2\text{)} \quad (17)$$

となる。次に高温ウラン液体の熱輻射能を ϵ ($= 0.3$)、周囲温度を T_u (K)とし、ステファンボルツマン定数 $\sigma_B = 5.669 \times 10^{-12}$ joule/deg⁴・cm²・secを用いると、輻射損失エネルギー W_2 は、

$$\begin{aligned} W_2 = W_r &= \epsilon \sigma_B (T_m^4 - T_u^4) \\ &= 1.79 \times 10^{-12} (T_m^4 - T_u^4) \text{ (W/cm}^2\text{)} \end{aligned} \quad (18)$$

となる。ルツボ壁面より失われるエネルギーに関しては、まず各部分の温度を求めることより始めなければならない。ルツボ壁面のウラン固体面温度を T_w (K)、ルツボ表面温度を T_{wo} (K)、冷却水側を T_o (K)、水温を T_a (K)、ウラン金属側の溶融ウランの熱伝達係数を h_1 (kcal/m²・s・°C)、ルツボ内面に溶融しないで付着しているウランの厚さを ℓ (m)、ウラン金属の熱伝導度を k_u (kcal/m・s・°C)、銅製ルツボの厚さを t (m)、銅の熱伝導度を k_t (kcal/m・°C・s)、冷却水側の熱伝達係数を h_2 (kcal/m²・s・°C)とおくと、通過熱量 W_3 (W/cm²)は一次元モデルにおいては、

$$\begin{aligned} W_3 &= h_1 (T_m - T_w) \\ &= h_m (T_w - T_o) \\ &= h_2 (T_o - T_a) \end{aligned} \quad (19)$$

と示される。これより、

$$T_o = \frac{\frac{h_1}{h_m} T_m + (1 + \frac{h_1}{h_m}) \frac{h_2}{h_m} T_a}{\frac{h_2}{h_m} + \frac{h_1}{h_m} (\frac{h_2}{h_m} + 1)} \quad (20)$$

$$T_w = \frac{\frac{h_2}{h_m} T_a + (1 + \frac{h_2}{h_m}) \frac{h_1}{h_m} T_m}{\frac{h_2}{h_m} + \frac{h_1}{h_m} (\frac{h_2}{h_m} + 1)} \quad (21)$$

$$T_{wo} = T_w - \frac{\ell}{k_u} W_3 \quad (22)$$

が得られる。ただしここに用いられた記号は以下の通りである。またウラン液体側については自然対流熱伝達を仮定して

$$h_1 = \frac{k_u}{\delta} Nu \quad (23)$$

を用いた。³⁾ここに、

$$Nu = 0.56 (Gr Pr)^{0.25} \text{ (ヌセルト数)} \quad (24)$$

$$G_r = \frac{g \beta \delta^3 \theta}{\nu^2} \quad (\text{グラスホーフ数}) \quad (25)$$

$$\theta = T_m - T_w \quad (\text{deg}) \quad (26)$$

$$\delta = 3.93 P_r^{-1/2} (P_r + \frac{20}{21})^{1/4} \left(\frac{g \beta \theta}{\nu^2} \right)^{-1/4} x^{1/4} \quad (\text{自然対流の境界層厚さ}) \quad (27)$$

$$P_r = \frac{\mu C_p}{k_u} \quad (\text{プラントル数}) \quad (28)$$

x ; m 側壁に沿う縦方向距離。ここではルツボ側壁長の $1/2$ を用いた。

$$g \cong 9.80 \text{ m/s}^2 \quad (\text{重力加速度})$$

$$\beta \cong 1.0 \times 10^{-5} \text{ 1/deg} \quad (\text{熱膨張係数})$$

$$\nu = \frac{\mu}{\rho} \quad (\text{m}^2/\text{s}) \quad (\text{動粘度})$$

$$\mu \cong 2 \times 10^{-3} \text{ (kg}\cdot\text{s/m}^2) \quad (\text{粘性係数})$$

$$\rho = 1.9 \times 10^4 \text{ (kg/m}^3) \quad (\text{密度})$$

$$C_p \cong 0.028 \text{ (kcal/kg}\cdot\text{°C)} \quad (\text{定圧比熱})$$

$$k_u \cong 6.98 \times 10^{-3} \text{ (kcal/m}\cdot\text{°C}\cdot\text{s)} \quad (\text{熱伝導率})$$

などである。

次にルツボ内の未溶融のウラン固体部分とルツボ部分については、次の関係式

$$\begin{aligned} W_3 &= \frac{k_u}{\ell} (T_w - T_{wo}) = \frac{k_t}{t} (T_{wo} - T_o) \\ &= \frac{1}{\frac{t}{k_t} + \frac{\ell}{k_u}} (T_w - T_o) \end{aligned} \quad (29)$$

が成立することより、

$$\frac{1}{h_m} = \frac{t}{k_t} + \frac{\ell}{k_u} \quad (30)$$

が得られる。最後に冷却水側について考えると熱伝達形式には層流熱伝達、乱流熱伝達あるいはルツボの冷却水接触面が 100°C 以上のときは沸騰熱伝達が考えられる。層流から乱流への遷移は Re 数が 3.2×10^5 で生ずるものとする、

$$Re = \frac{y u \rho}{\mu} \quad (31)$$

より、 $u = 5 \text{ m/s}$ で $y = 38.25 \text{ m}$ となる。従って層流熱伝達を考えれば十分であると予測される。

すなわち、

$$h_2 = 0.332 k P_r^{1/3} \sqrt{\frac{u}{\nu y}} \quad (32)$$

となる。ここで

P_r ; プラントル数

$\nu = 1.01 \times 10^{-6} \text{ (m}^2/\text{s)}$; 動粘度

$k = 1.42 \times 10^{-4} (\text{kcal}/\text{m}^2 \cdot \text{s} \cdot ^\circ\text{C})$; 熱伝導度

$y(\text{m})$; ルツボ側壁に沿う長手方向距離でここでは全長の1/2とした。

であるが、サブクール沸騰が生じる場合には、

$$h_2 = N_u k / \Delta R \quad (33)$$

で示される。ここに N_u はヌッセルト数で、

$$N_u = 200 F^{-2/3} P_r^{-2/3} (\rho_L / \rho_v)^{-1/2} \quad (34)$$

F はフーリエ数で、

$$F = \frac{\alpha}{N(\Delta R)^2} \quad (35)$$

α は温度拡散係数で、

$$\alpha = \frac{\alpha}{\rho C_p} = 5.5 \times 10^{-4} (\text{m}^2 / \text{hr})$$

N は、合体泡の発生頻度で、 W_3 の単位が $\text{kcal}/\text{m}^2 \cdot \text{hr}$ のとき、

$$N = 1.365 \times 10^{-9} W_3 \Delta R^{-2/3} P_r^{1.627} \left(\frac{\rho_L}{\rho_v}\right)^{1.085} (\text{hr}^{-1}) \quad (36)$$

で示される。ここに

$\Delta R(\text{m})$; 冷却部隙間

$k = 0.55 (\text{kcal}/\text{m} \cdot \text{hr} \cdot ^\circ\text{C})$; 水の熱伝導度

$\rho_L / \rho_v \cong 1700$; 液体密度と蒸気密度との比

である。

従って通過熱量 W_3 に対するルツボ内壁面の固体ウランの厚さ、ルツボ表面温度はFig.5のようになる。これよりルツボ表面をルツボ材料(銅)の融点以下に抑えるためには3080K、また安全温度以下に抑える場合ならば使用温度は2680Kより低くなければならない。Fig.6には蒸発、熱伝導、熱放射による損失エネルギーおよびその和、 W_1, W_2, W_3, W_e を示した。いずれにしても2900Kまでにおける熱損失のほとんどは熱伝導による損失でありこれを小さくすることが重要であるといえる。このための改善策としては、

- ① 液体ウランの対流熱損失を極力小さくできるように液体金属内部にTa粒子などを混入させる。
- ② 冷却水温度を上げる。
- ③ ルツボ内面に熱伝導度の悪い固体ウラン層を形成させるようにする。

などが考えられる。一例としてルツボ材としてCuより熱伝導の悪いTaを用い冷却水温度を90°Cに上昇した場合の計算例をFig.6に示す。この場合にはルツボ内部に熱が蓄積されるために、銅を用いたときに比べるとルツボ壁にウラン固体は残りにくく、ルツボ温度が2000°C程度にまで下って初めて固体部分が存在ようになる。Taを用いた場合、Cuに比べ熱損失は約1/3となるもののルツボ表面温度は100~300Kも上昇する。なお、計算においてはルツボ壁厚さが5mm、冷却水通路5mm、ルツボ長さ1mを仮定した。

次に W_e の供給に必要な電子銃の消費エネルギーを計算してみる。電子銃の加速電圧は3～25KV程度であるから残留ガスによって放電破壊の生ずることのないよう充分注意しなければならない。パッシェンの関係より水素、酸素、空気を残留ガスとした場合の電極間距離と放電破壊電圧との関係を求めた。工作上の問題より電極間距離は数mm以上にとられるので残留ガスの圧力は安全を見込むと 10^{-3} Torr以下でなければならないことがFig.7より分る。一方電子加速電圧と電子衝撃によるウラン原子の電離との関係に注目してみる。電子衝撃による電離断面積はBorn近似などによるものがあるが、ここでは以下の式で概要を見積ることとする。

$$\sigma_e = \frac{\pi r_c^2 \ln \frac{E}{I^*}}{\frac{E}{I} \cdot \frac{I^*}{I}} \quad (37)$$

ここに、 $r_c = 0.53 \times 10^{-8}$ cm; Bohr半径

$I = 13.5$ V; 水素原子の電離電圧

$I^* = 6.1$ eV; ウラン原子の電離エネルギー

E ; 衝撃電子エネルギー

である。ここでは概算を行うために原子ビーム速度方向に1cmの厚さで電子衝撃が行われるものとする、

$$-dN(x) = \sigma_e \cdot N_e \cdot N(x) \cdot dx \quad (38)$$

となる。

ここに N_e は電子の密度で原子ビーム方向(x方向)には一定であるとする。上式に原子ビームの速度をかけると、原子フラックス表示となり、

$$-d\phi = \sigma \cdot \phi \cdot N_e \cdot dx \quad (39)$$

と記されるので電離原子フラックス ϕ_i の中性原子フラックス ϕ_0 に対する割合はx方向の電子線幅をaとして、

$$\frac{\phi_i}{\phi_0} = 1 - e^{-\sigma_e N_e a} \quad (40)$$

と示される。ここに

$$N_e = \frac{i_e}{V}; \quad \text{電子密度}$$

$$V = \sqrt{\frac{2eE}{m^*}}; \quad \text{電子速度}$$

$$m^* = \frac{m}{\sqrt{1-\beta^2}}; \quad \text{電子の相対論的質量}$$

$$\beta = \frac{V}{C}$$

m_0 ; 電子の静止質量

$$i_e = \frac{W}{E \cdot S}; \text{ 電子フラックス}$$

W ; 電子銃出力

S ; 電子衝撃面積 (ここでは 1 cm^2 と仮定する)

である。加速電圧 E が大きくなると電子フラックスは減少するしまた電離断面積も減少するので、電離度は電圧に逆比例して減少するものと予想される。この関係を Fig. 8 に示した。一方熱陰極を脱落する付着ウラン金属より保護する目的で 270° 電子偏向ビームを用いるとすると、このとき必要となる偏向磁場は

$$B = \frac{mv}{er} \quad (41)$$

より計算される。ここに

v ; 電子の速度

r ; 電子回転半径 (0.5 cm と仮定する)。

である。加速電圧と必要な磁場との関係を Fig. 2.6.9 に示した。これらの結果を総合的に判断して加速電圧を 10 KV として以下の計算を行うが、もちろんこれ以上の値とすることも可能である。

さて電子源として熱陰極を用いる場合その放出熱電子は、

$$J = A_e T^2 e^{-\phi/kT} \quad (42)$$

で示される。ここに、

$$A = \frac{4 \pi m e \kappa^2}{h^3} = 120 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{K}^2$$

$$A_e = \eta A$$

A_e ; 熱電子放出定数

κ ; ボルツマン常数

η ; 透過率

ϕ ; 仕事関数 (タングステンで 4.52 eV)

である。タングステンを 2600 K で用いるとして $\eta = 0.3$ と仮定すれば、 $J = 0.502 \text{ A/cm}^2$ が得られる。

このようにして発生した熱電子は全て有効に加熱のために用いられるわけではなく一部は反射損失となる。例えばウラン試料への吸収率 η_A は次式で示される。⁴⁾

$$\eta_A = 1 - (\eta_T + \eta_B) \quad (43)$$

ここに

η_T ; 透過係数

η_B ; 後方散乱係数

である。浸透深さ R (cm) は,

$$\rho R = \frac{2.76 \times 10^{-11} A E^{5/3} (1 + 0.978 \times 10^{-6} E)^{5/3}}{Z^{8/9} (1 + 1.957 \times 10^{-6} E)^{4/3}} \quad (44)$$

で示される。ここに

ρ (g/cm³); 試料密度

E (kV); 加速電圧

Z ; 原子番号

A (g); 原子量

であり, $E = 10$ keV で用いる場合には,

$$\rho R = 5.5 \times 10^{-4} \text{ g/cm}^2$$

であるから $R = 0.29 \mu\text{m}$ となる。すなわち表面層で完全に電子が吸収されてしまうことになる。3回までの多重散乱効果を考慮に入れた η_T として

$$\eta_T = e^{-ry/(1-y)} \quad (45)$$

が用いられるが, R の値から考えると数 mm 以上の試料を用いれば $\eta_T = 0$ となることが分る。なおここに

$$r = 0.187 Z^{2/3}$$

$$y = x/R$$

x ; 電子浸透深さ

である。後方散乱についても衝突3回で $r_B = 1.9 r$ として

$$\begin{aligned} \eta_B &= \frac{6}{5} \int_0^y \left\{ \frac{r_B}{(1-y)^{r/6}} \right\} e^{-r_B y/(1-y)} dy \\ &= \frac{6}{5} \cdot 2^{5/6} [1 - e^{-r_B y/(1-y)}] \end{aligned} \quad (46)$$

で示されているが, 実際には y には余り依存せず Z のみの依存性として見積ることができる。この場合,

$$\eta_B = \frac{1}{2} (1 - \cos \theta_0) \quad (47)$$

$$\theta_0 = \tan^{-1} \left[\frac{2.2 r (1+r)}{1+2r-0.21 r^2} \right] \quad (48)$$

と示され, ウランの場合には

$$\eta_B = 0.43$$

となる。式47は式46に

上記の値を代入すると、

$$\eta_A = 0.57$$

と示される。さてフィラメント部分におけるエネルギー収支を考えると、

$$\begin{aligned} & \text{ジュール発生エネルギー} (W_j) \\ & = \text{熱電子放出エネルギー} (W_{em}) \\ & \quad + \text{熱放射エネルギー} (W_{rd}) \\ & \quad + \text{熱伝導エネルギー} (W_{cd}) \end{aligned} \quad (49)$$

で示される。放出電子がフィラメント（温度 2600°K）と熱平衡にあるとすれば、

$$W_{em} = 0.224 i_e \quad (50)$$

$$i_e = W_e / \eta_A \cdot E \quad (51)$$

W_e ; 電子衝撃加熱エネルギー

η_A ; 電子有効吸収係数

E ; 電子加速電圧

である。熱放射エネルギーは、

$$W_{rd} = s \cdot \epsilon \sigma_B (T_f^4 - T_a^4) \quad (52)$$

$S = \frac{i_e}{j}$ ルツボ長手方向単位長さ当りのフィラメント表面積

ϵ ; 熱放射能 (0.7 と仮定)

σ_B ; ステファンボルツマン常数

T_f, T_a ; フィラメントおよび周囲温度 ($T_f = 2600$ K, $T_a = 300$ K と仮定)

熱伝導損についてはフィラメント末端部では問題となるが中央部ではほとんど無視しうると思われる。またフィラメントの径は、

$$d = \frac{S}{\pi} \quad (53)$$

従ってルツボ長さ当りのフィラメントの電気抵抗は、

$$R_w = \left(\frac{\rho_{ow}}{\frac{\pi}{4} d^2} \right) \{ 1 + \alpha_w (T_f - T_o) \} \quad (54)$$

となる。ここに、

$\rho_{ow} = 4.89 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$; $T_o = 273$ K におけるタングステンの比抵抗

$\alpha_w = 5.1 \times 10^{-3} / ^\circ\text{C}$; 抵抗温度係数

である。従って電流 I_f およびルツボ長さ当りの電圧 V_f は、

$$I_f = \sqrt{\frac{W_j}{R_w}} \quad (55)$$

$$V_f = I_f \cdot R_w \quad (56)$$

となり、また全消費エネルギー W_0 は、

$$W_0 = \frac{W_0}{\eta_A} + W_j \quad 57$$

と示される。これ等を図示すると Fig.10 のようになる。但しルツボの幅は 1 cm と仮定した。Fig.6 および 10 よりルツボからの熱伝導による損失が最も大きいことが分る。

以上述べたように電子ビーム加熱はルツボ材料との化学反応がなく、特に液体ウランのように腐食性の強い物質を扱うのに適していると同時に原料の形状にも制約がないなどの長所を有している反面、設備費が高くなることも予想されるので併せて、抵抗加熱や分子分解によるウラン原子遊離などの方法も研究することが望まれる。

2.3 コリメーター付き回収電極

十分な濃縮度を得ようとする場合には、Fig.2.6.1 に示すようにコリメーターを電極部分に設けなくてはならない。

このコリメーター設置の目的は、回収電極上に余分な中性ウラン原子の付着やウラン原子間の衝突・散乱を防止することによって、電離されたウランイオンと中性原子との混合、エネルギー交換による濃縮度の低下を極力少なくしようとするものである。しかし反面、コリメーターを設けると原子ビームの利用率が悪くなりこのためエネルギー効率は低くなってしまい、と同時にコリメーター無しの場合と同様の回収量を得るためにはルツボ幅を広くして蒸発量を増大しなければならず、従って、より大型の電子銃を必要とするし、またコリメーターに付着した中性原子の除去などにも問題を生ずる。コリメーターに要求される条件を示すと、

- ① 処理密度の低下を避けるために、コリメーターを電子銃電子が直接または後方散乱によって当ることのない範囲で、できるだけルツボに接近して設置する。
- ② コリメーター内壁に付着したウラン原子がルツボ内に再回収されるように付着原子を加熱融解できるようにしておく。
- ③ 回収電極面に直接原子が付着することのないよう、スリット巾およびその配置を決める。

従ってコリメーター形状を決定するためにはまず電極形状を決めなければならない。

原子ビーム中の ^{235}U が電離されると弱電離プラズマ状態が生じる。このプラズマは電離イオン密度が低いという他に温度も低いという特徴を有している。従って電極間に高電圧をかけてもイオンシースが薄い場合にはシース外のイオンは電極通過時間内に十分回収できないという問題に直面する。このイオンシースの厚さは debye-length により見積ることが可能である。debye-length λ_d は、

$$\lambda_d = \left(\frac{\kappa T_i}{4\pi n_{i0} e^2} \right)^{1/2} = 6.9 \sqrt{\frac{T_i}{n_{i0}}} \quad 58$$

と示される。ここに、

T_i (K); イオン温度

n_{i_0} (cm^{-3}); 平衡状態にあるイオン密度

である。 T_i は3000 K程度, n_{i_0} は天然ウラン原子ビーム中の ^{235}U 原子程度であるため λ_d は数 μ のオーダーとなりそれ以上の距離にあるイオンは熱運動によってしか電極付近に到達できなくなる。このほかイオンを加速し ^{235}U イオンと中性 ^{238}U イオンとの間において電荷交換を防止する観点からもイオンの回収には電場と直行する磁場を設けイオンとの相互作用を利用する方法が便利である。電極間方向を x , 電極に沿った方向を y , 磁場の方向を z とすると, 電場(E), 磁場(B)を有する速度 v (v_x, v_y)のイオンの運動は次式により記述される。

$$m \frac{dv_x}{dt} = eE - ev_y B \quad (59)$$

$$m \frac{dv_y}{dt} = eB v_x \quad (60)$$

$t = 0$ で $v_x = 0, v_y = v_{y_0}$ とすると,

$$v_x = \frac{A}{k} \sin(kt) \quad (61)$$

$$v_y = \frac{A}{k} \{1 - \cos(kt)\} + v_{y_0} \quad (62)$$

$$A = \frac{eE}{m}$$

$$k = \frac{eB}{m}$$

が得られる。従ってイオンの軌跡は, $t = 0$ で $x = y = 0$ として,

$$x = \frac{A}{k^2} \{1 - \cos(kt)\} \quad (63)$$

$$y = \frac{A}{k^2} \{kt - \sin(kt)\} + v_{y_0} t \quad (64)$$

すなわちイオンは電極板に沿って半円状の運動を繰返すこととなる。この周期は,

$$T_e = \frac{2\pi}{k} = \frac{2\pi m}{eB} \quad (65)$$

と示される。今仮に電極間距離 d が x の臨界値 x_c と次の関係を持てば

$$d > x_c = \frac{2A}{k^2} \quad (66)$$

とすると $v_x = 0$ となり, イオンは相対する電極に到達しないことになる。このときの磁界の強さを H_c とすると

$$H_c = \frac{1}{\mu d} \sqrt{\frac{2mV}{e}} \quad (67)$$

で示される。従って式63において $x = d$ (電極間距離) より時間 t を求め式64に代入すると y の長さ、電極の電子ビーム方向距離が求まる。このとき得られる d は式66の関係を満たすことが必要である。磁場の方向がこれとは反対である場合には、運動方程式が

$$m \frac{dv_x}{dt} = eE + ev_y B \quad (68)$$

$$m \frac{dv_y}{dt} = -ev_x B \quad (69)$$

となるので式59, 60において B の符号を逆にすればよくこのときの解は、

$$v_x = \frac{A}{k} \sin(kt) \quad (70)$$

$$v_y = \frac{A}{k} \{ \cos(kt) - 1 \} + v_{y0} \quad (71)$$

$$x = \frac{A}{k^2} \{ 1 - \cos(kt) \} \quad (72)$$

$$y = \frac{A}{k^2} \left[k \left(\frac{kv_{y0}}{A} - 1 \right) t + \sin(kt) \right] \quad (73)$$

となる。式63, 64, 73より電極間幅とそれに必要となる最小電極長さ(原子ビーム方向)を定めると Fig. 11 および 12 に示すようになる。ここでは式64より求まる電極長さを表側の長さ、式73より求まる電極長さを裏側の長さと呼ぶことにする。また式66より電子に対する臨界値 x_c を求め Fig. 13 に示した。これらの図より電界強さが大きく、磁場強さが小さいほど電極間幅は小さく電極長さは長くなって設計にとって都合がよい。但し磁場強さを弱くすると v_y は減少しイオン速度が遅くなるし、また電子もイオンと共に電極を衝撃し電極の損傷が生ずる危険性が残る。

次に電子銃によりルツボ内で加熱された金属は蒸発するが、このとき加速電子がコリメーターを衝撃しないよう注意しなくてはならない。ルツボ上に置くコリメーターの形状を Fig. 2.6.14 に示すようにすると、電極部分に中性原子は付着することがなく濃縮されたウランイオンと混合することはない。図中にはフラックスのコリメーター面での拡散度、およびコリメーターのスリット幅、さらに最大通過原子ビーム量を示してある。これによると、コリメーターのルツボ上への高さがある値をとるとき最大原子ビーム量を得ることができる。なおコリメータースリット幅は主として電荷交換から求められる。電荷交換断面積を

$$\sigma_d(v) = \sigma_{d_0} v^{-n} \quad (74)$$

と置くと、光電離イオンがスリット幅 B を通過する間に交換される率 ρ_d は、

$$\rho_d = \int_0^B \int_x^B H \cdot L \cdot N^+ \cdot d\xi \cdot \sigma_d(v) \cdot N \cdot dx / N^+ \cdot H \cdot L \cdot B \quad (75)$$

と示される。ここに、

- $v = at = \sqrt{2\alpha\xi}$; イオンと中性原子の相対速度
 x ; 電極間隔方向に測った位置
 ξ ; 電極間位置
 L ; 考えている電極のレーザービーム方向長さ
 N^+ ; 光電離イオンの密度
 N ; 中性原子密度
 H ; 考えている電極高さ

である。これらを代入すると、

$$\rho_d = \frac{2 N \sigma_{d_0} (2\alpha)^{-\frac{n}{2}} B^{1-\frac{n}{2}}}{4-n} \quad (76)$$

となる。式(9)を代入すると

$$\rho_d = 8.1 \times 10^{-15} N B^{0.879} (2\alpha)^{-0.21} \quad (77)$$

が得られる。ここに N は cm^{-3} , B は cm 単位である。ここで α としては、式(59), (60)より

$$\alpha^2 = \frac{d}{dt} \sqrt{v_x^2 + v_y^2} \quad (78)$$

を用いることとする。上に述べた最大フラックス点における原子ビーム利用率, スリット幅, 回収量, 必要蒸発温度の各値を Fig. 15 に示した。この図ではルツボの幅 B_0 上にコリメータースリット幅 B を持つコリメーターブロックを設置する事を仮定している。また電荷交換率は $\rho_d = 0.9$ で一定とした。

2.4 コリメーター無し回収電極

コリメーターがない場合には回収電極部分に ^{238}U が付着するので濃縮度は低下するものの、付着による損失がないためエネルギーコストはかなり引き下げられる。それと同時に、ルツボの幅を必ずしも広くする必要がなくなるため軽水炉燃料程度の濃縮度を得る方法としては適しているといえる。具体的には、ルツボ上に扇形に回収電極を設けることになるが、この場合各電極面における付着量、すなわち濃縮度が異なることに注目すると同時に、回収磁場の方向を一方向のみとした時に、この扇形の右半分においては扇面の上面に、また左側においては裏面に ^{235}U イオンが回収されるため、左右対称の位置においても回収イオンの濃縮度が異なることに注意しなければならない。また電極セクター部分に導入されたイオンはほぼ回収できるとしても、未処理物質（レーザー未照射のウラン）を電極面上と付着させない為には、セクターに入る前にレーザー照射を行わねばならない。こうすることによって減損ウランの廃棄濃度を下げることができる。さて、いまルツボ表面におけるフラックスを Φ_0 ($\text{ケ}/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$) とおくと、半径方向へのフラックスは、ルツボ単位長さ当り

$$\Phi_r(\varphi) = \frac{\pi}{4\beta_0} \frac{\Phi_0 \cos^n \varphi}{r} \quad (79)$$

と示すことができる。ここに、

β_0 ; ルツボ表面からの全蒸発角

r ; 蒸発点からの距離

φ ; 蒸発点から付着電極面を見た時の法線に対する角度

n ; 蒸発分布を示すパラメーター ($n = 1$ のときは通常の余弦法則に従うことになる)。

である。Fig. 2. 6. 1 に示す幾何形状に対して回収電極面上の付着量を以下の式に従って計算し Fig. 2. 6. 16 に示した。

$$G_S = \int_{-x_0}^0 \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \Phi_r(\varphi) r' d\varphi \sin(\varphi - \beta) dx \quad (80)$$

$$G_{S0} = \int_{-x_0}^{x_0} \int_{\varphi_a}^{\varphi_b} \Phi_r(\varphi) r' d\varphi dx \quad (81)$$

ここに、

G_S ; 回収板片面への付着量

G_{S0} ; 一つのセクター空間へ流入する量

x_0 ; ルツボの半幅

x ; ルツボの幅方向への距離

である。三角形の幾何学関係より、表側電極に対しては、

$$\frac{r}{\cos \varphi} = \frac{x}{\sin(\varphi - \beta)} = \frac{r'}{\sin \beta} \quad (82)$$

となる。裏側に対しては、

$$\frac{r}{\cos \beta} = \frac{x}{\sin(\beta - \varphi)} = \frac{r'}{\cos \varphi} \quad (83)$$

となる。従って、 φ_1, φ_2 は、表側に対して

$$\varphi_{1,2} = \cos^{-1} \left[\cos \beta \cdot \left\{ \left(\frac{x}{r_{1,2}} \right)^2 + 2 \left(\frac{x}{r_{1,2}} \right) \sin \beta - \cos 2\beta \right\}^{-\frac{1}{2}} \right] \quad (84)$$

裏側に対して

$$\varphi_{1,2} = \beta - \sin^{-1} \left(\frac{x}{r_{1,2}} \cos \beta \right) \quad (85)$$

となり、また φ_a, φ_b は、

$$\varphi_{a,b} = \cos^{-1} \left[\cos \beta_{a,b} \left\{ \left(\frac{x}{r_1} \right)^2 + 2 \left(\frac{x}{r_1} \right) \sin \beta_{a,b} - \cos 2\beta_{a,b} \right\}^{-\frac{1}{2}} \right] \quad (86)$$

となる。ここに

r_1, r_2 ; 電極板のセクター内径および外径

β_a, β_b ; 考えている相となる電極のルツボ中心に対する法線とのなす角度

である。以上に基いて全流入量と付着量との比をとると、付着率 x_s が求まる。

$$x_s = \frac{G_s}{G_{s0}} \quad (87)$$

ルツボ幅を 1 cm, $r_1 = 5$ cm, $r_2 = 6$ cm として計算したものを Fig. 16 に示す。これは x_s とセクター間隔の角度との積を示したものである。従って $\Delta\beta = |\varphi_a - \varphi_b|$ を考慮すれば、例えば最も濃縮度の低い電極部においてすら 3% 濃縮を達成するためには、 $\Delta\beta = 0.05$ としたとき β は約 1.0 rad, 即ち片側で 57° 程度即ちセクター全体の角度は 114 度となる。

2.5 選択光電離

^{235}U および ^{238}U について基本となる三準位のレート方程式は Fig. 2 の場合には以下のよう
に記すことができる。

$$\frac{\partial N_1}{\partial t} = -(N_1 - N_2) W_1 + \frac{N_2}{\tau_2} + \frac{N_3}{\tau_3} \quad (88)$$

$$\frac{\partial N_2}{\partial t} = (N_1 - N_2) W_1 - N_2 W_2 - \frac{N_2}{\tau_2} - \frac{N_2}{\tau_c} \quad (89)$$

$$\frac{\partial N_3}{\partial t} = N_2 W_2 - \frac{N_3}{\tau_3} - \frac{N_3}{\tau_c} \quad (90)$$

$$\frac{\partial N'_1}{\partial t} = \frac{N'_2}{\tau_2} + W'_1 (N'_2 - N'_1) \quad (91)$$

$$\frac{\partial N'_2}{\partial t} = \frac{N_2}{\tau_c} - \frac{N'_2}{\tau_2} - N'_2 W_2 + W'_1 (N'_1 - N'_2) \quad (92)$$

$$\frac{\partial N'_3}{\partial t} = N'_2 W_2 + \frac{N_3}{\tau_c} \quad (93)$$

ここに,

$N_{1,2,3}$; ^{235}U の基底状態, 励起状態, 電離状態密度

$N'_{1,2,3}$; ^{238}U に対する上記密度

$W_1 = \frac{\sigma_1 I_1}{h\nu_1} \phi_1$; 励起レーザーによる ^{235}U の励起速度

$W'_1 = \frac{\sigma_1 I_1}{h\nu'_1} \phi'_1$; 励起レーザーによる ^{238}U の励起速度

$\phi_1 = \int d\omega' \int d\omega \int g_D(\omega' - \omega_A) g_A(\omega' - \omega) g_L(\omega - \omega_L)$

$$\phi_1' = \int d\omega' \int d\omega \int g_D'(\omega' - \omega_A') g_A'(\omega' - \omega) g_L(\omega - \omega_L)$$

$$\omega_A = 2\pi\nu_1; \quad {}^{235}\text{Uの共鳴角周波数}$$

$$\omega_A' = 2\pi\nu_1'; \quad {}^{238}\text{Uの共鳴角周波数}$$

$$\omega_L = 2\pi\nu_L; \quad \text{レーザー光角周波数}$$

$$g_D(\omega) = \frac{1}{\Delta\omega_D} \sqrt{\frac{\ell n 2}{\pi}} \exp\left\{-\left(\frac{\omega - \omega_A}{\Delta\omega_D}\right)^2 \ell n 2\right\}; \quad \text{ドップラー拡がり (} {}^{235}\text{U)}$$

$$g_D'(\omega) = \frac{1}{\Delta\omega_D} \sqrt{\frac{\ell n 2}{\pi}} \exp\left\{-\left(\frac{\omega - \omega_A'}{\Delta\omega_D}\right)^2 \ell n 2\right\}; \quad \text{ドップラー拡がり (} {}^{238}\text{U)}$$

$$g_L(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\omega_L}{(\omega - \omega_L)^2 + \Delta\omega_L^2}; \quad \text{レーザー発振ラインの拡がり}$$

$$g_A(\omega) = \frac{1}{N} \sum_j \frac{1}{\pi} \frac{\Delta\omega_A}{(\omega - \Delta\omega_{is} + j\Delta\omega_{HFS})^2 + \Delta\omega_A^2}; \quad {}^{235}\text{Uのスペクトル}$$

$$g_A'(\omega) = \frac{\Delta\omega_A}{(\omega - \omega_A')^2 + \Delta\omega_A^2}; \quad {}^{238}\text{Uのスペクトル}$$

N ; ${}^{235}\text{U}$ の超微細構造数

$\Delta\omega_{HFS}$; 超微細構造の間隔 (等間隔で分布しているものとする)

$\Delta\omega_{is}$; 同位体シフト

$\Delta\omega_D$; ドップラー幅

$\Delta\omega_A$; 原子スペクトルの自然幅

j ; レーザーの照射される超微細構造のピーク位置

$$W_2 = \frac{\sigma_2 I_2}{h\nu_2}; \quad \text{電離レーザーによる励起速度}$$

$\sigma_{1,2}$; 励起・電離に対する吸収断面積

$I_{1,2}$; 励起・電離レーザー光の出力密度

$h\nu_{1,2}$; 励起・電離レーザー光の光子エネルギー

$\tau_{2,3}$; 励起・電離状態の寿命

τ_c ; 衝突によるエネルギー・電荷交換速度の逆数

である。励起・電離レーザーパルスの幅と遅延の影響を見るために ${}^{235}\text{U}$ の収量についての見積りを行う。

さて、以下の条件

$$\frac{N_3}{\tau_3} \ll \frac{N_2}{\tau_2}$$

$$\left. \begin{aligned} N_1(t=0) &= N_{10} \\ N_2(t=0) &= N_{20} \\ N_3(t=0) &= N_{30} \end{aligned} \right\} \text{初期値}$$

の下に式88~90をラプラス変換すると、

$$N_1(S+W_1) + N_2\left(W_1 + \frac{1}{\tau_2}\right) = N_{10}$$

$$-N_1 W_1 + N_2 \left(S + W_1 + W_2 + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_c} \right) = N_{20} \quad (95)$$

$$-N_2 W_2 + N_3 \left(S + \frac{1}{\tau_c} \right) = N_{30} \quad (96)$$

となる。式94, 95より特性根は,

$$P_{1,2} = W_1 + \frac{1}{2} \left(W_2 + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_c} \right) \pm \left\{ W_1^2 + \frac{1}{4} \left(W_2 + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_c} \right)^2 + \frac{W_1}{\tau_2} \right\}^{1/2} \quad (97)$$

であるからラプラス逆変換を用いることにより,

$$N_2 = \frac{1}{P_1 - P_2} \left[\left\{ N_{20} P_1 - (N_{10} + N_{20}) W_1 \right\} e^{-P_1 t} - \left\{ N_{20} P_2 - (N_{10} + N_{20}) W_1 \right\} e^{-P_2 t} \right] \quad (98)$$

$$N_1 = N_{10} \left[\frac{P_1 - \left(W_1 + W_2 + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_c} \right)}{P_1 - P_2} e^{-P_1 t} - \frac{P_2 - \left(W_1 + W_2 + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_c} \right)}{P_1 - P_2} e^{-P_2 t} \right] - \frac{N_{20} \left(W_1 + \frac{1}{\tau_2} \right)}{P_1 - P_2} \left(e^{-P_2 t} - e^{-P_1 t} \right) \quad (99)$$

が得られる。これを式96に代入して逆ラプラス変換すると,

$$N_3 = N_{30} e^{-\frac{t}{\tau_c}} + \frac{W_2}{P_1 - P_2} \left[\frac{N_{20} P_1 - (N_{10} + N_{20}) W_1}{P_1 - \frac{1}{\tau_c}} \left(e^{-\frac{t}{\tau_c}} - e^{-P_1 t} \right) - \frac{N_{20} P_2 - (N_{10} + N_{20}) W_1}{P_2 - \frac{1}{\tau_c}} \left(e^{-\frac{t}{\tau_c}} - e^{-P_2 t} \right) \right] \quad (100)$$

が得られる。計算の都合上, 上式を無次元化すると,

$$\tilde{N}_1 = \tilde{N}_{10} \left\{ \frac{\tilde{P}_1 - \tilde{W}_{2a}}{\tilde{P}_1 - \tilde{P}_2} e^{-\tilde{P}_1 T} - \frac{\tilde{P}_2 - \tilde{W}_{2a}}{\tilde{P}_1 - \tilde{P}_2} e^{-\tilde{P}_2 T} \right\} - \frac{\tilde{N}_{20} \left(\tilde{W}_1 + \frac{1}{\tilde{\tau}_2} \right)}{\tilde{P}_1 - \tilde{P}_2} \left(e^{-\tilde{P}_2 T} - e^{-\tilde{P}_1 T} \right) \quad (101)$$

$$\tilde{N}_2 = \frac{1}{\tilde{P}_1 - \tilde{P}_2} \left(\tilde{P}_{1a} e^{-\tilde{P}_1 T} - \tilde{P}_{2a} e^{-\tilde{P}_2 T} \right) \quad (102)$$

$$\tilde{N}_3 = \tilde{N}_{30} e^{-\frac{T}{\tilde{\tau}_c}} + \frac{\tilde{W}_2}{\tilde{P}_1 - \tilde{P}_2} \left[\frac{\tilde{P}_{1a}}{\tilde{P}_1 - \frac{1}{\tilde{\tau}_c}} \left(e^{-\frac{T}{\tilde{\tau}_c}} - e^{-\tilde{P}_1 T} \right) - \frac{\tilde{P}_{2a}}{\tilde{P}_2 - \frac{1}{\tilde{\tau}_c}} \left(e^{-\frac{T}{\tilde{\tau}_c}} - e^{-\tilde{P}_2 T} \right) \right] \quad (103)$$

となる。ここに

$$\begin{aligned}\tilde{W}_1 &= W_1 / W_1 (= 1) \\ \tilde{N}_{10} &= N_{10} / N_{10} (= 1) \\ \tilde{W}_{2a} &= \tilde{W}_1 + \tilde{W}_2 + \frac{1}{\tilde{\tau}_2} + \frac{1}{\tilde{\tau}_c} \\ \tilde{P}_{1a} &= \tilde{N}_{20} \tilde{P}_1 - (\tilde{N}_{10} + \tilde{N}_{20}) \tilde{W}_1 \\ \tilde{P}_{2a} &= \tilde{N}_{20} \tilde{P}_2 - (\tilde{N}_{10} + \tilde{N}_{20}) \tilde{W}_1\end{aligned}$$

である。パルスの遅延について考える時は、まず励起レーザーが照射され続いて電離レーザーが照射されるので時間的には3つの領域を考える必要がある。

(I) 励起レーザーのみが照射される。

$$\begin{aligned}\tilde{N}_{10} &= 1 \\ \tilde{N}_{20} &= \tilde{N}_{30} = 0 \\ \tilde{W}_1 &= 1 \\ \tilde{W}_2 &= 0 \\ T_1 &= \tilde{\tau}_d \quad (\tilde{\tau}_d = \tau_d \cdot W, \text{無次元化された遅延時間})\end{aligned}$$

(II) 励起レーザーと電離レーザーが共に照射される。

$$\begin{aligned}\tilde{N}_{10} &= \tilde{N}_1(T_1) \\ \tilde{N}_{20} &= \tilde{N}_2(T_1) \\ \tilde{N}_{30} &= \tilde{N}_3(T_1) \\ \tilde{W}_1 &= \tilde{W}_2 = 1 \\ T_2 &= T - \tilde{T}_d\end{aligned}$$

(III) 電離レーザーのみが照射される。

$$\begin{aligned}\tilde{N}_{10} &= \tilde{N}_1(T_2) \\ \tilde{N}_{20} &= \tilde{N}_2(T_2) \\ \tilde{N}_{30} &= \tilde{N}_3(T_2) \\ W_1 &= 0 \\ W_2 &= 1 \\ T_3 &= \tilde{\tau}_d\end{aligned}$$

また励起レーザー幅に対して電離レーザーパルス幅が長くなるような場合には、次の2つの領域を考えねばならない。

(I) 励起レーザーと電離レーザーが共に照射される。

$$\tilde{N}_{10} = 1$$

$$\begin{aligned} \tilde{N}_{20} &= \tilde{N}_{30} = 0 \\ \tilde{W}_1 &= 1 \\ \tilde{W}_2 &= 1 \\ \tilde{T}_1 &= \tilde{\tau}_P \quad (\tilde{\tau}_P = \tau_P W_1 \text{ 無次元化された励起レーザーパルス幅}) \end{aligned}$$

(II) 電離レーザーのみが照射される。

$$\begin{aligned} \tilde{N}_{10} &= \tilde{N}_1(T_1) \\ \tilde{N}_{20} &= \tilde{N}_2(T_1) \\ \tilde{N}_{30} &= \tilde{N}_3(T_1) \\ \tilde{W}_1 &= 0 \\ \tilde{W}_2 &= 1 \\ T_2 &= \tilde{\tau}_{Pa} \quad (\tilde{\tau}_{Pa} = \tau_{Pa} W_1 \text{ 無次元された電離レーザーパルス幅と励起レーザーパルス幅との差}) \end{aligned}$$

ここで τ_c , τ_2 , τ_3 の値を次のように決める。即ち励起状態寿命および励起断面積は 5915 \AA に対する励起実験において得られた値を用いて $\tau_2 = 250 \text{ nsec}$, $\sigma_e = 1 \times 10^{-13} \text{ cm}^2$ とし電離状態の寿命および電離断面積は $\tau_3 = 1 \text{ msec}$, $\sigma_2 = 2 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ とする。また τ_c については ^{235}U および $^{235}\text{U}^+$ と ^{238}U の相対速度を v_r として

$$\frac{1}{\tau_c} = \sigma_c \cdot N_{2,3} \cdot v_r \tag{104}$$

とする。ここに σ_c は交換断面積であり $\sigma_c = 10^{-14} \text{ cm}^2$ と仮定する。以上の数値を代入した計算結果を Fig.17 以降に示す。Fig.17 はパルス遅延割合とパルス遅延がない場合との収量比を示したものである。この計算では励起確率と電離確率を等しくしてあるが、レーザー強度が低くなるほど遅延による収量率の減少がはげしいことが判る。次にエネルギー消費率を計算してみる。励起レーザーに要するエネルギー P_{01} および電離レーザーに要するエネルギー P_{02} は、

$$P_{01} = \frac{h \cdot \nu_1 \cdot W_1 \cdot B \cdot H \cdot \tau_P \cdot R}{\sigma_1 \eta_1} \tag{105}$$

$$P_{02} = \frac{h \cdot \nu_2 \cdot W_2 \cdot B \cdot H \cdot \tau_P \cdot R}{\sigma_2 \eta_2} \tag{106}$$

となる。ここに、

- B ; スリット幅
- H ; レーザービームの原子ビーム方向幅
- R ; パルス繰返し数
- η_1, η_2 ; 励起・電離レーザーの効率

である。全収率は、

$$G_R = B \cdot L \cdot x_R \cdot N_R \cdot v \cdot x_F \cdot x_v \cdot (1 - x_e) \quad (107)$$

となる。ここに、

- L ; ルツボ長さ (レーザー照射長さ)
- x_R ; 回収率
- N_R ; レーザー照射域の原子密度
- v ; 原子ビーム速度
- x_F ; 原料中の²³⁵U密度
- x_v ; 原子ビーム中の励起対象原子の割合
- x_e ; 回収時の電荷交換率

である。ここでエネルギーの消費率を示す目安として

$$\phi_N = \frac{\phi_\gamma}{N_R x_F x_v L} \quad (108)$$

を定義する。但し、

- ϕ_N (eV/ヶ); エネルギー消費率
- ϕ_γ (eV/cm²); スリット断面当りの消費エネルギー

である。従って無次元表示を用いると、

$$\phi_\gamma = \frac{P_{01} + P_{02}}{G_R} = \frac{T}{x_R} \left(\frac{h\nu_1}{\sigma_1 \eta_1} + \frac{h\nu_2}{\sigma_2 \eta_2} \tilde{W}_2 \right) \quad (109)$$

と得られる。 $x_R = \tilde{N}_3$ である故式(103)より \tilde{N}_3 を求めればよい。Fig. 18にはパルス遅延を一定にした時にパルス幅に対するエネルギー消費率 ϕ_γ の変化を示す。パルス幅が広く、遅延が少なくレーザー強度が強いほど ϕ_γ は下ることが分る。Fig. 19には遅延の無い時のエネルギー消費率に対する比と励起レーザーに対する電離レーザー遅延割合との関係を示した。これによると10%以上の遅延でエネルギー消費率は急激に低下することが分る。

次にパルス幅の影響を考えてみる。この場合のエネルギー効率を上と似た議論により無次元表示で、

$$\phi_\gamma = \frac{T}{x_R} \left\{ \frac{h\nu_1}{\sigma_1 \eta_1} + \frac{h\nu_2}{\sigma_2 \eta_2} \tilde{W}_2 \left(1 + \frac{\tau_{Pa}}{T} \right) \right\} \quad (110)$$

と与えられる。

Fig. 20は励起レーザーパルス幅に対する電離レーザーパルス幅拡張率との関係を示したものである。レーザー出力が大きくパルス幅が長いほど効率が良いがパルス拡張率に対する影響は様々である。Fig. 21にはパルス拡張を行わない場合に対するエネルギー消費率に対する比を示した。或る条件のものに対してはパルス拡張を行った方が有望である場合もありまたそれとは反対の場合もある。この関係を詳しく見る為に、Fig. 22にはパルス幅に対するエネルギー消費率 ϕ_γ との関係を示した。いずれもパルス幅に対して最小エネルギー消費点が存在する。この点よりパルス幅の狭い領域においてはパルス幅拡張が有効であるが、

この点よりパルス幅の広い領域においてはパルス拡張はかえって損失となる。しかし最適設計手法によりパルス幅を決定できるならば、常に最小点を選ぶことができるため特にパルス拡張を行う必要のないことが分る。なおここに行った計算においては、レーザー効率として励起レーザーに対して $\eta_1 = 2.5 \times 10^{-4}$ 、電離レーザーに対して $\eta_2 = 0.01$ と仮定した。従ってこれ以降は遅延および電離レーザーパルスの拡張は行わないこととして計算を進める。このような条件における励起速度に対する収率 x_R を T 、 \tilde{W}_2 をパラメーターとして Fig. 23 に示した。電離状態における濃縮度 x_R を求めるには式(91)~(93)より ^{238}U イオン密度を求めなければならない。ただしここでの計算では上記理由により $N_{20} = N_{30} = 0$ としておく。式(92)の右辺第4項を無視しうるものとしてラプラス変換すると、

$$N_2' S = \mathcal{L}(N_2) / \tau_c - N_2' / \tau_2 - N_2' W_2 \quad (11)$$

となるので、これを逆変換して N_2' を求めると、

$$\begin{aligned} N_2' &= \mathcal{L}^{-1} \left\{ \frac{N_0 W_1}{(P_1 - P_2) \tau_c} \mathcal{L} N_2 \right\} \\ &= \mathcal{L}^{-1} \left\{ \frac{N_0 W_1}{\tau_c (P_1 - P_2)(S + Q)} \left(\frac{1}{S + P_2} - \frac{1}{S + P_1} \right) \right\} \\ &= \frac{-N_0 W_1}{\tau_c (P_2 - P_1)} \left[\frac{e^{-Q t} - e^{-P_1 t}}{P_1 - Q} - \frac{e^{-Q t} - e^{-P_2 t}}{P_2 - Q} \right] \end{aligned} \quad (112)$$

となる。ここに、

$$Q = \frac{1}{\tau_2} + W_2 \quad (113)$$

である。式(93)に上式を代入すると

$$\begin{aligned} N_3' &= \int_0^t \left(N_2' W_2 + \frac{N_3}{\tau_c} \right) dt \\ &= \frac{N_0 W_1 W_2}{(P_2 - P_1) \tau_c} (A + B) \end{aligned} \quad (114)$$

となる。ここに、

$$\begin{aligned} A &= \frac{\frac{1 - e^{-P_1 t}}{P_1} - \frac{1 - e^{-Q t}}{Q}}{Q - P_1} - \frac{\frac{1 - e^{-P_2 t}}{P_2} - \frac{1 - e^{-Q t}}{Q}}{Q - P_2} \\ B &= \tau_c' \left\{ \frac{\frac{1 - e^{-P_1 t}}{P_1} - \tau_c' (1 - e^{-t/\tau_c'})}{1 - P_1 \tau_c'} - \frac{\frac{1 - e^{-P_2 t}}{P_2} - \tau_3 (1 - e^{-t/\tau_c'})}{1 - P_2 \tau_c'} \right\} \\ \tau_c' &= \frac{1}{\tau_c} + \frac{1}{\tau_3} \end{aligned} \quad (115)$$

である。ここで先に行った無次元表示に加えて

$$\begin{aligned}\tilde{Q} &= Q/W_1 \\ \tilde{R}_1 &= (1 - e^{-\tilde{P}_1 T}) / \tilde{P}_1 \\ \tilde{R}_2 &= (1 - e^{-\tilde{P}_2 T}) / \tilde{P}_2 \\ \tilde{R}_c &= \tilde{\tau}'_c (1 - e^{-T/\tilde{\tau}'_c}) \\ \tilde{\tau}'_c &= \tau'_c \cdot W_1 \\ \tilde{R} &= (1 - e^{-\tilde{Q} T}) / \tilde{Q}\end{aligned}$$

を用いると,

$$\tilde{N}_1 = \frac{1}{\tilde{P}_1 - \tilde{P}_2} \{ (1 - \tilde{P}_2) e^{-\tilde{P}_1 T} + (\tilde{P}_1 - 1) e^{-\tilde{P}_2 T} \} \quad (116)$$

$$\tilde{N}_2 = \frac{1}{\tilde{P}_1 - \tilde{P}_2} \{ e^{-\tilde{P}_2 T} - e^{-\tilde{P}_1 T} \} \quad (117)$$

$$\tilde{N}_3 = \frac{\tilde{W}_2 \tilde{\tau}'_c}{\tilde{P}_1 - \tilde{P}_2} \left\{ \frac{e^{-\tilde{P}_2 T} - e^{-T/\tilde{\tau}'_c}}{1 - \tilde{P}_2 \tilde{\tau}'_c} - \frac{e^{-\tilde{P}_1 T} - e^{-T/\tilde{\tau}'_c}}{1 - \tilde{P}_1 \tilde{\tau}'_c} \right\} \quad (118)$$

$$\tilde{N}'_2 = \frac{1}{(\tilde{P}_2 - \tilde{P}_1) \tilde{\tau}'_c \tilde{Q}} \left\{ \frac{e^{-\tilde{P}_1 T} - e^{-\tilde{Q} T}}{1 - \tilde{P}_1 / \tilde{Q}} - \frac{e^{-\tilde{P}_2 T} - e^{-\tilde{Q} T}}{1 - \tilde{P}_2 / \tilde{Q}} \right\} \quad (119)$$

$$\begin{aligned}\tilde{N}'_3 &= \frac{\tilde{W}_2}{(\tilde{P}_2 - \tilde{P}_1) \tilde{\tau}'_c} \left\{ \frac{\tilde{R}_1 - \tilde{R}}{\tilde{Q} - \tilde{P}_1} - \frac{\tilde{R}_2 - \tilde{R}}{\tilde{Q} - \tilde{P}_2} \right. \\ &\quad \left. + \tilde{\tau}'_c \left(\frac{\tilde{R}_1 - \tilde{R}_c}{1 - \tilde{P}_1 \tilde{\tau}'_c} - \frac{\tilde{R}_2 - \tilde{R}_c}{1 - \tilde{P}_2 \tilde{\tau}'_c} \right) \right\} + \frac{\tilde{W}'_1 \tilde{W}_2 \tilde{N}'_{10}}{\tilde{Q}_1 - \tilde{W}'_1} (\tilde{R}_w - \tilde{R})\end{aligned} \quad (120)$$

が得られる。ここに,

$$R_w = \frac{1 - e^{-\tilde{W}'_1 T}}{\tilde{W}'_1}$$

$$N'_{10} = \frac{1 - x_F}{x_F}$$

である。よって電離状態での濃縮度 x_p は,

$$x_p = \tilde{N}_3 / (\tilde{N}_3 + \tilde{N}'_3) \quad (121)$$

で求められる。このようにして計算された濃縮度の一例を Fig. 24 に示す。また \tilde{N}_2 を参考の為に Fig. 25 に示した。

2.6 パルス通過法

パルスレーザーは連続発振レーザー光と比較すると出力強度が高いため、広い断面積での

レーザー照射が可能であるが、パルス間隔が長いと原子ビームが未処理のまま通過してしまうので注意を要する。また電離状態において高い濃縮度のイオンが得られても回収時に電荷交換を受けることにより回収濃縮度が下るので、一回きりの照射では不十分な場合もありこの場合には続けて何回かのパルス照射する必要がある。いわば一つのモジュールの中に数段の処理工程を組みこむことに相当する。さらにレーザー光は減衰するのでレーザー光通過距離に応じて収量や濃縮度は変化する。励起レーザーは主として原子ビームへの吸収により、また電離レーザーは主として反射損失によって（多数回発射させてフォトン利用率を計る場合）減衰する。このため、なるだけ均一な組成や収量を得るために、レーザー光を互に反対側から相対して導入する方法などの措置がとられる。またレーザービームの拡がりおよびレーザー光のロス（特に電離レーザーの場合）を考えるとルツボ長さは余り長くしないでルツボの幅方向に多くのスリット群を反射させて通過させる方法が有利である。以上レーザービーム通過法を考えるためには次の点に注意を払わなくてはならない。

- ① レーザービームの拡がり（通常は数mili rad.の拡がりを有するので長い光路長を用いる場合には反射時にビーム形状を整形する必要がある）
 - …………… レーザー光路断面をマルチチャンネルとして分割することにより解決
- ② レーザービームの減衰（励起レーザーでは ^{235}U による吸収、電離レーザーではミラーによる反射ロスが減衰の主要因となる）
 - …………… ダブルインレットによる解決
- ③ レーザービーム通過時間（ダブルインレット時においては光路各位置でのパルス照射時間が異なる）
 - …………… ルツボ長さ、パルス幅の調整による解決
- ④ 原子ビーム移動速度（パルス休止時に移動する原子ビームの無照射領域を考慮することにより、全原子ビームにレーザー光が照射されるようにする）
 - …………… マルチパスによる解決
- ⑤ 回収時の電荷交換による濃縮度損失（電極幅が狭くなるほどイオンと中性原子干渉領域は小さくなるため濃縮度の損失は小さくなる）
 - …………… マルチパルスによる解決

以上の問題点のうちあるものは、もしキャビティ内にモジュールを設置することができれば解決しうるが、これはレーザーミラー、ウィンドウのよごれが生ずるため困難であると思われる。

(1) ダブルインレット

励起レーザー光のウラン原子による吸収は大きいので、モジュールの一方のみよりレーザー光を照射すると他端でのレーザー光の減衰は大きい。このことは、高い強度のレーザー光を導入することを必要とし、一方照射条件も全光路長に渡り不均一となるなどの欠点を有することになる。今レーザー光出入口両端より $I/2$ の強さの光（全レーザー出力は I となる）を導入すると、ルツボ長さ x に沿う合成照射強度 $P(x)$ は、

$$P(x) = \frac{I}{2} (e^{-\sigma N x} + e^{-\sigma N(L-x)}) \quad (122)$$

となるので照射強度の最小となる点は、

$$x = \frac{L}{2} \quad (123)$$

となり、その時の強度は

$$P\left(\frac{L}{2}\right) = I e^{-\sigma N L / 2} \quad (124)$$

となる。従ってファクター $e^{-\sigma N L / 2}$ 倍だけしてやると最低エネルギー部分でも所定強度 I で照射ができる。なお、この場合2本以上のレーザー光の同時入射を行えばいっそう各部分でのレーザー光の平坦化が可能となるが、技術的に多数のレーザービームの同時入射は困難である。なお励起レーザー光は出力、波長および ^{235}U への吸収を考慮すれば電離レーザー光に比べてミラーにおける反射損失は小さくなるのでこれを無視した。電離レーザーについては反射による損失はあるが励起レーザーのように原子ビームへの吸収による x 方向への減衰は小さいので、これについてはダブルインレットにしなくても均一な照射が得られるものとした。 0 cm^{-1} からの選択励起・電離を行う場合について、ダブルインレットにした場合としない場合についてのレーザー強度の比をルツボ総延長（マルチチャンネルを考慮）に対してプロットしたものがFig.26, 27である。パルス長さを考慮したのは次のような考察による。すなわち両端から同時にレーザー光を照射した場合、照射長さの中央部では設計パルス長さとなるものの末端部近ではパルス幅は短くなってしまふ。従って多少パルス長さの調整を行うことが必要となる。具体的には、設計パルス長さ τ_p に対して、光の速度を C として

$$\tau_p + \frac{2 n L}{C}$$

だけ長くしてやらねばならない。こうすることにより平均出力は、

$$1 + \frac{2 n L}{C \tau_p}$$

だけ大きくなり、ダブルインレットでは全体として

$$f_2 = e^{\sigma N \frac{L}{2} n} \left(1 + \frac{2 n L}{C \tau_p} \right) \quad (125)$$

だけ出力が増大する。ダブルインレットにしない場合のレーザー出力増大率 f_1 は、

$$f_1 = e^{\sigma N n L} \quad (126)$$

であるからその比 f_{12} は

$$f_{12} = e^{-\sigma N \frac{L}{2} n} \left(1 + \frac{2 n L}{C \tau_p} \right) \quad (127)$$

となり、 $f_{12} < 1$ となる部分ではダブルインレットが有利となる。従ってレーザーのビーム通

過長さが長くなればなるほど、またレーザーパルス幅が長くなればなるほどダブルインレットの利点が出てくる。ここに用いたN(密度)は、励起すべき準位のレーザー照射域の密度である。

(2) マルチチャンネル

チャンネル数を決める際には次の点からの考察が必要となる。

- ① ルツボの技術的に可能な最大幅
- ② チャンネル数増大による電荷交換量の減少と濃縮度の上昇
- ③ チャンネル数増大によるレーザー出力の増大

従ってチャンネル数には最適値が存在する。最適点はレーザー光出力に対する収量を最大にするようにして求められる。この値をチャンネル数nの関数としてf(n)と置くと、

$$f(n) = \frac{n G_P (1 - x_e)}{e^{\sigma N n L}} \quad (\text{シングルインレット}) \quad (128)$$

$$f(n) = \frac{n G_P (1 - x_e)}{e^{\sigma N n L / 2} \left(1 + \frac{2 n L}{C \tau_P} \right)} \quad (\text{ダブルインレット}) \quad (129)$$

となる。Nは励起対象原子密度、G_Pは電荷交換が無い場合における1チャンネル当りの収量である。電荷交換率x_eが一定の場合における最適チャンネル数を求めると、

$$n_{opt} = \frac{1}{\sigma N L} \quad (\text{シングルインレット}) \quad (130)$$

$$n_{opt} = \frac{C \tau_P}{4 L} \left(\sqrt{1 + \frac{16}{\sigma N C \tau_P}} - 1 \right) \quad (\text{ダブルインレット}) \quad (131)$$

となる。Fig. 2.6.28および29にシングルインレット、ダブルインレットにおける最適チャンネル数、ダブルインレットにおける最適チャンネル数、収量などをx_e = 0.1, 0.9に対して各温度について求めた。温度が高くなると密度が増大することにより、またx_eが大きくなるとチャンネル幅が狭くなるのでチャンネル数は増大する。

(3) マルチパス

パルスレーザーの繰返し数をR、原子ビームの速度をv、原子ビーム方向のレーザービーム幅をHとすると

$$\frac{v}{R} < H \quad (132)$$

のときにはパルスを多重反射により利用しなくともレーザー光の一回通過で未照射ウラン原子は無くなり全てのウラン原子を処理しうる。通常H = 5 mm, v = 500 m/sec程度と考えられるのでR = 100 KHzにも達する。現状での繰返し数は10 ~ 20 KHzが妥当な値であるからH = 2.5 ~ 5 cm とする必要がある。これが不可能な場合には原子ビーム全体を照射するために原子ビーム方向に沿って少しずつずらした数本のレーザー光を照射する必要が生ずる。このような操作により原子ビームを完全照射する方法(原子ビーム方向へのレーザービーム重畳方法)をマルチパスと呼ぶことにする。励起レーザーの出力密度は一般に低くても良いのでHは大きくとれるが、これに反して電離レーザーの出力密度は高くする必要があるのでH

は必然的に小さくなる。このような観点から、また原子による吸収損失が少ないことからマルチパスが重要となる。2.6(1)において原子ビームの吸収の代わりに励起レーザーの反射率 r でおきかえて一回通過多数回反射の場合のマルチパス照射について比較したものが Fig.30 である。もちろんミラー反射率が大きい場合にはマルチパスが有効である。またゆるやかであるがパスの回数に対するエネルギー減少効果には最適点の存在することが分る。

(4) マルチパルス

電離状態では十分高い濃縮度が得られるが、イオン回収時には電荷交換により濃縮度の低下が生ずる。従って電荷交換率を低く抑えることが必要となるが、同時に電荷交換によって中性原子に戻ったウランをレーザーの再照射により再電離、再回収してやらなければならない。このように一度レーザーを照射した原子ビームに再度レーザー光を照射し回収率を上げる方法をマルチパルスと呼ぶことにする。この場合弱いレーザー光を多数回照射するか、強いレーザー光を少数回照射するかのどちらかが有利か考えてみる必要がある。レーザー照射と回収を多数回繰返す場合、今仮に n 回繰返したとすると、総合回収率 S_n は電荷交換率を x_e とすると、

$$S_n = [1 - S_{n-1}] x_e \quad (133)$$

となる。この関係を Fig.31 に示す。この図より x_e が 0.5 の時には 1 回照射では回収率は電離状態にある光電離イオン量の 50% が回収される。2 回照射で 74%、3 回照射で 86% が得られ 7 回照射で 99% が回収しうることになる。Fig.32 には電荷交換とマルチパルス群数、個々のレーザー群の励起速度および全体の励起速度（全レーザーフォトン数に比例する）との関係を示した。この図では電荷交換による回収損失は 1% 即ち全回収率を 99% と仮定してある。電荷交換率が高くなればなるほどパルス群の数は増大するがレーザー 1 台当りの出力は低下するので、或る点に極小点を持つ。この点は廃棄材濃度を変えても余り変動することはなく $1 - x_e = 0.03$ すなわち $x_e = 0.97$ に極小点を持つことになる。しかしその時のマルチパルス数は 100 を越え実用的でなくなることおよび極小は比較的なだらかであることなどにより設計においてマルチパルス法には特別な考慮を払う必要はないようである。この図においてマルチパルスを用いれば全レーザー出力を下げうること、および廃棄濃度を上げると全レーザー出力は急激に低下することに注目すべきである。Fig.33, 34 には 0.2% 減損ウランに対する計算結果を示した。原料中の ^{235}U をできるだけ多く回収することを目的とする場合にはこうした操作には意義がある。

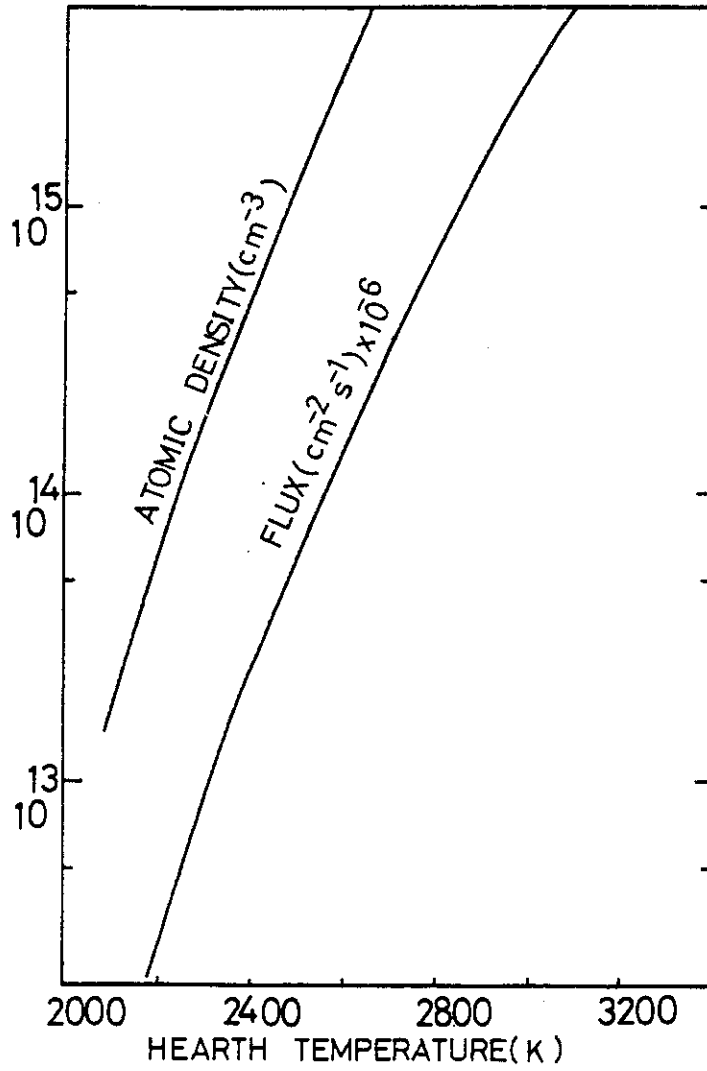


Fig. 3 Flux of Uranium atomic beam as a function of temperature

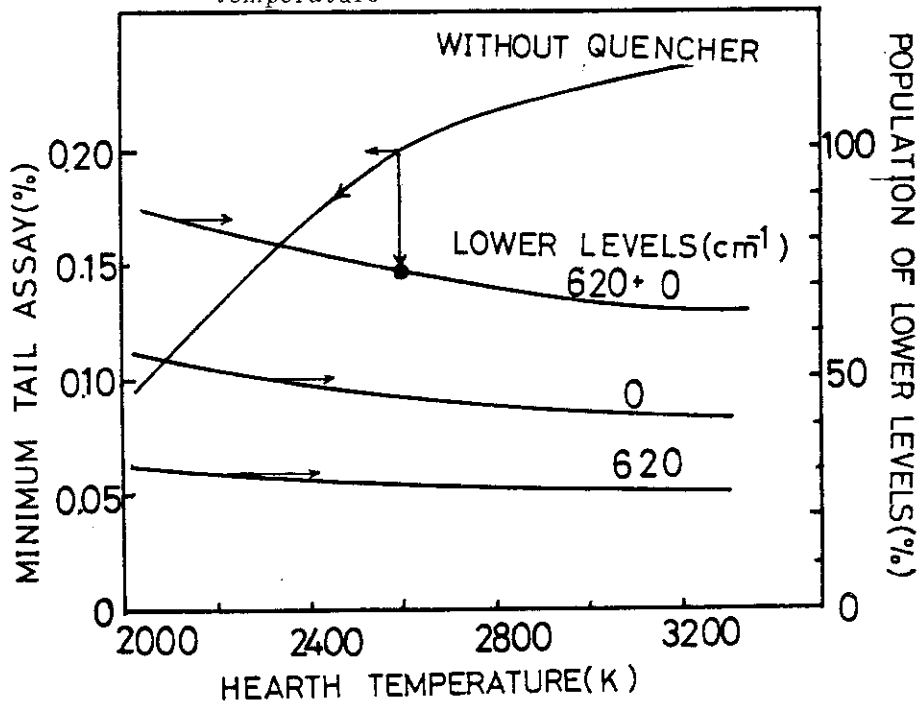


Fig. 4 Population in lower metastable states

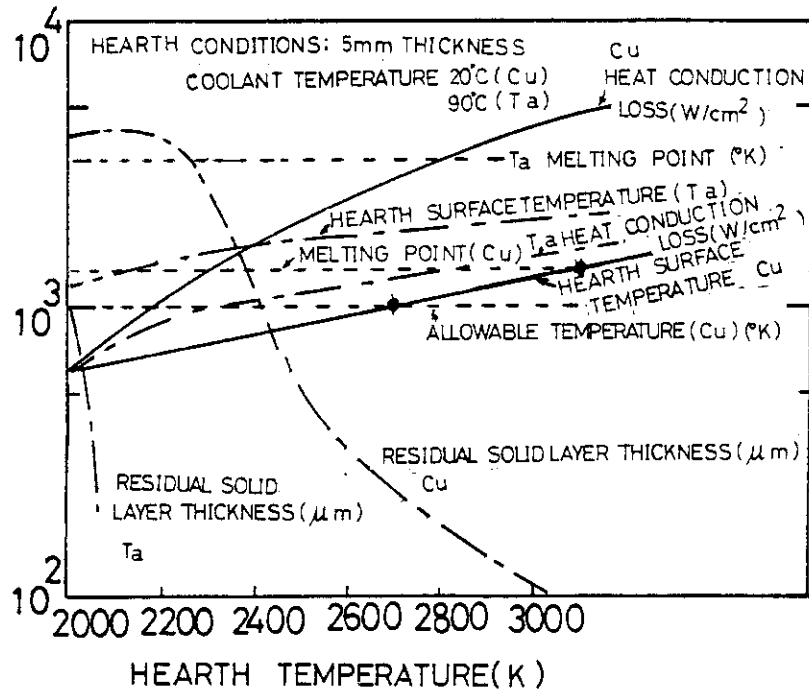


Fig. 5 Comparison of tantalum- and copper-made hearth performance

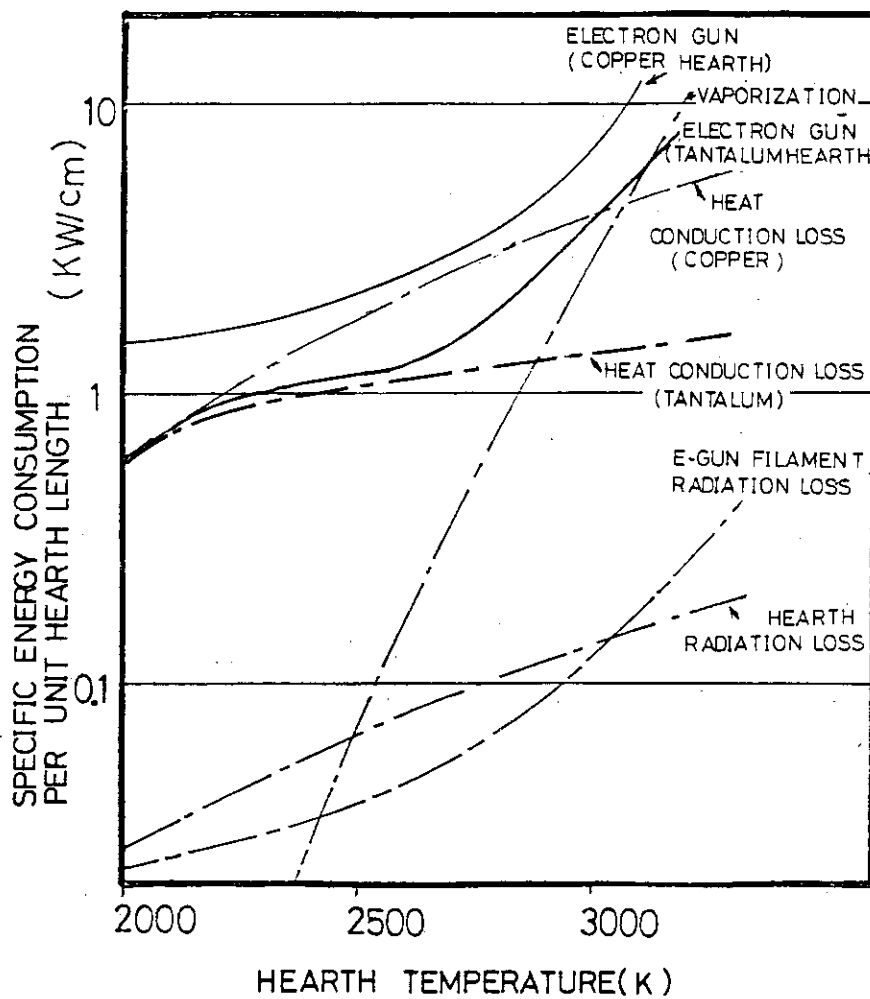


Fig. 6 Details of energy required for vaporization

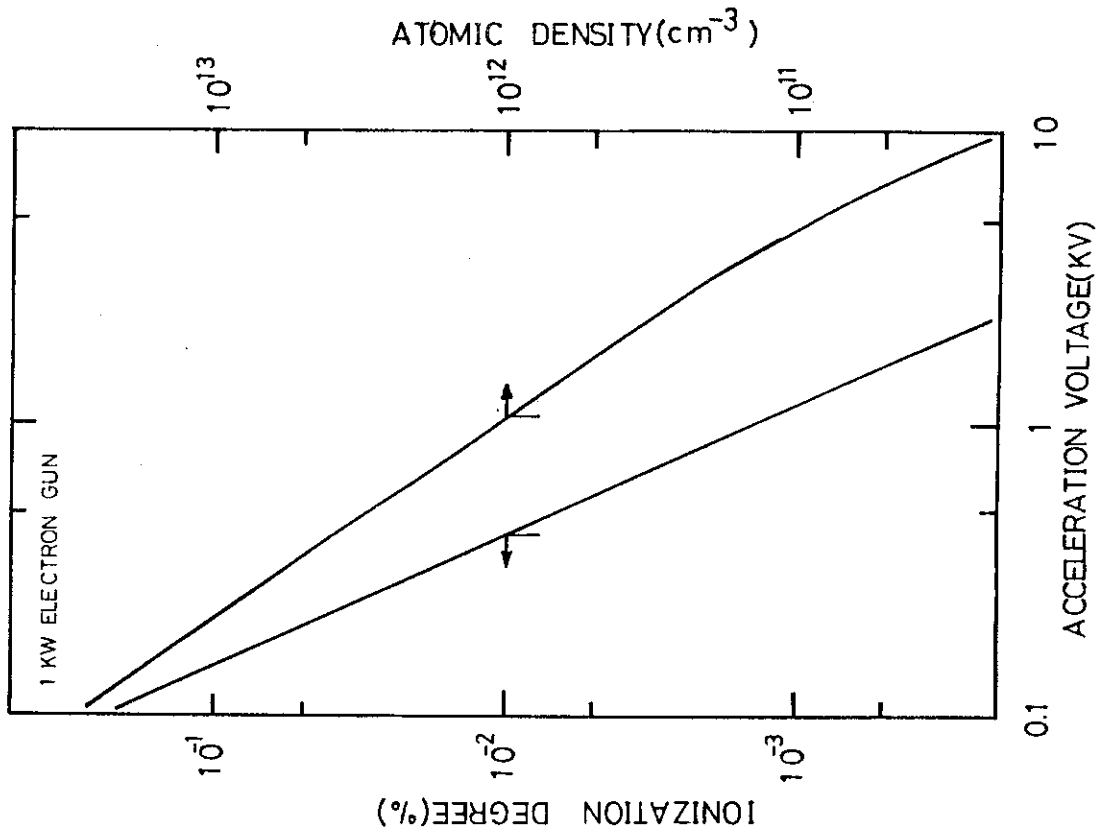


Fig. 8 Ionization of uranium atomic beam induced by accelerated electrons from electron gun

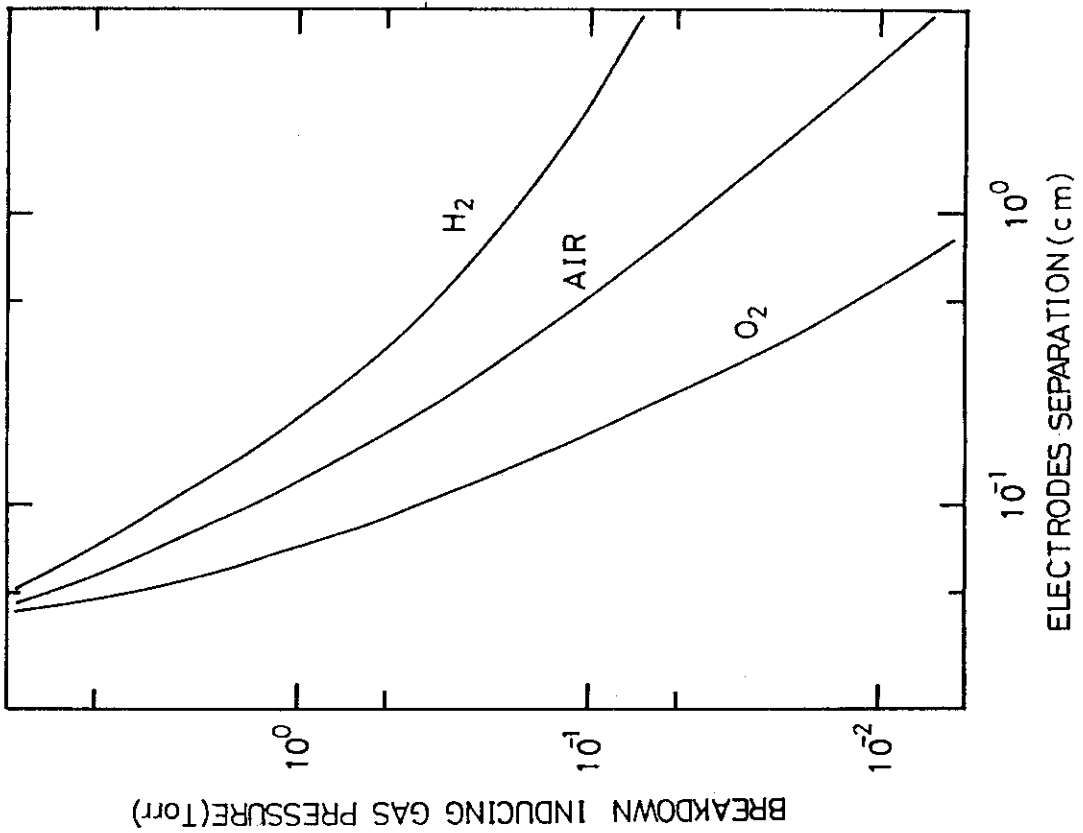


Fig. 7 Breakdown gas pressure as a function of electrodes separation

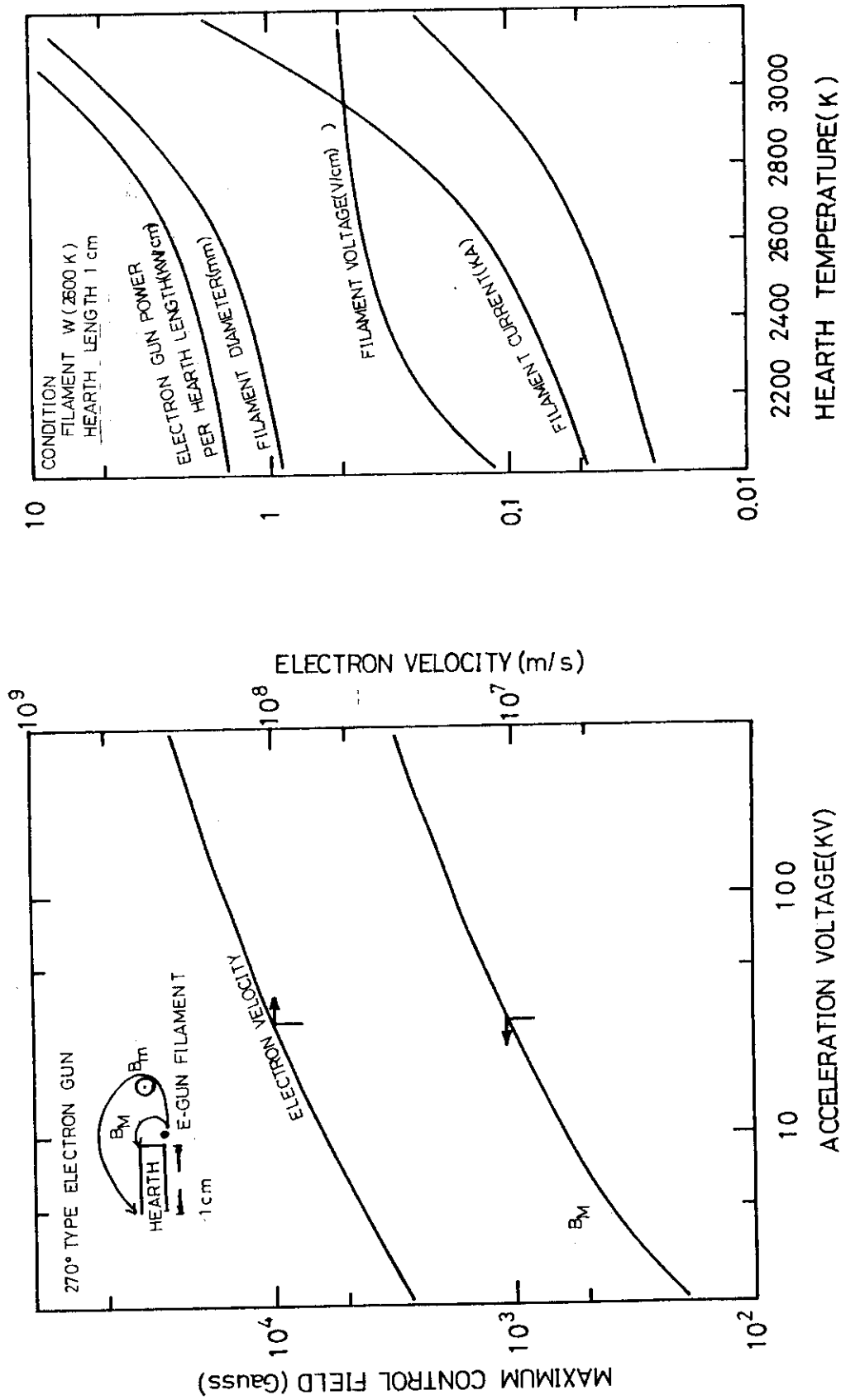


Fig. 9 Relationship between accelerating voltage and deflecting magnetic field

Fig. 10 Required electron gun power

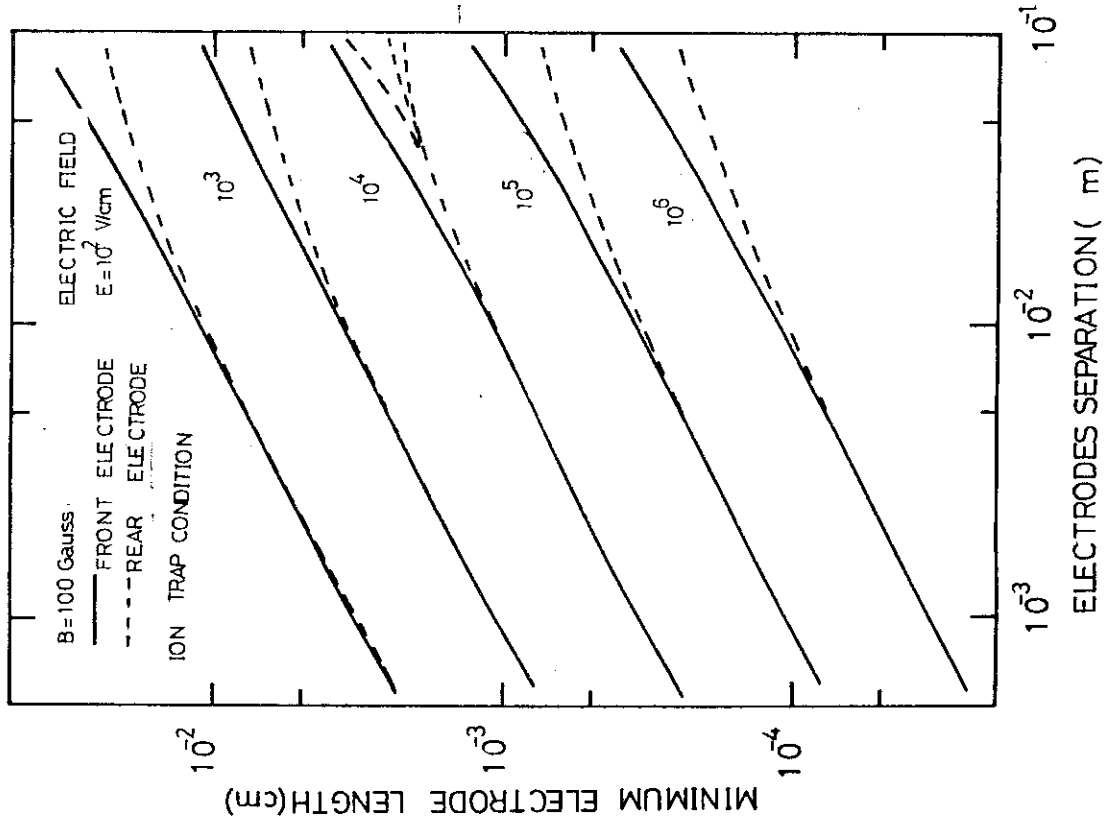


Fig. 12 Relationship between electrode length and gap determined from ion trap condition

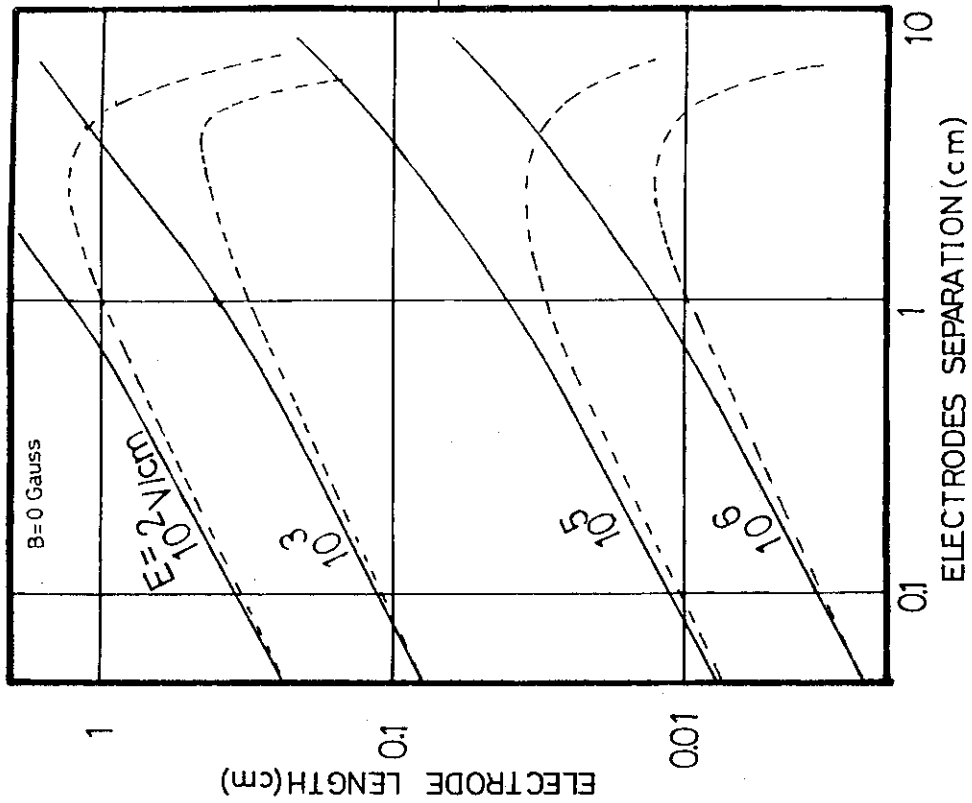


Fig. 11 Electrode length enabling ion recovery

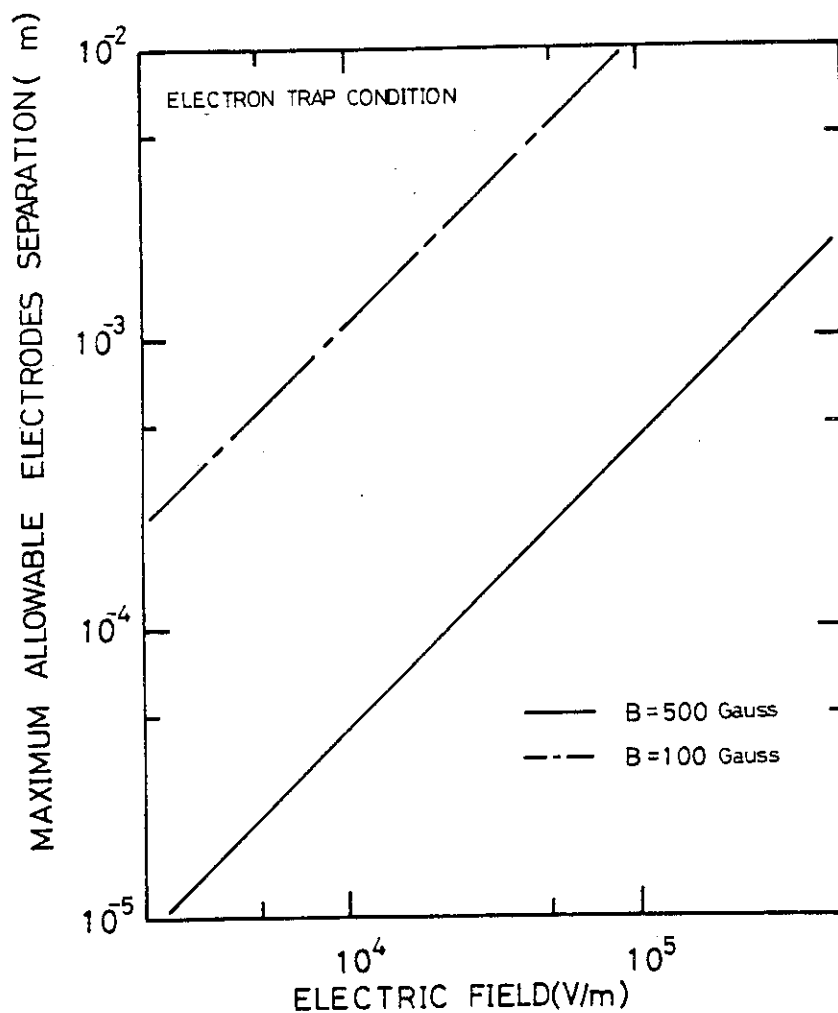


Fig. 13 Relationship between electric field and maximum allowable electrode gap determined from electron trap condition

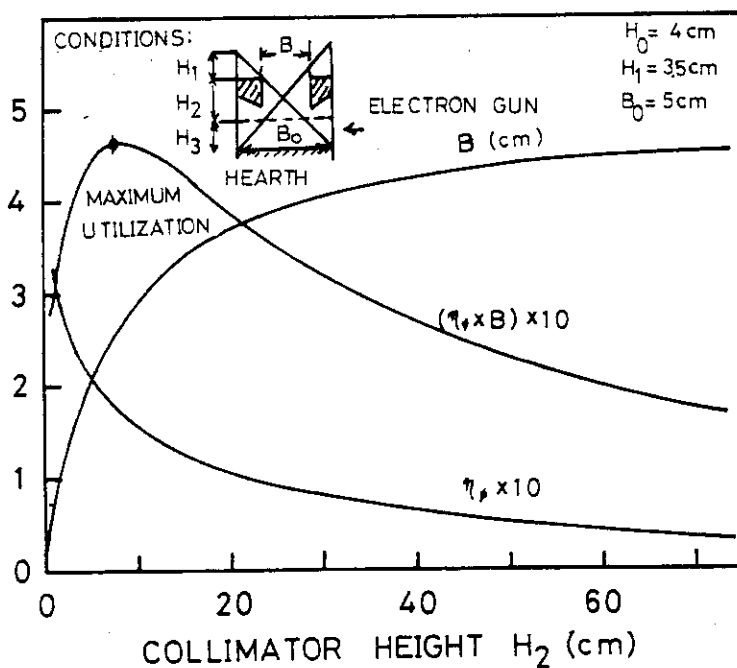


Fig. 14 Dependence of atomic beam utilization on collimator geometry

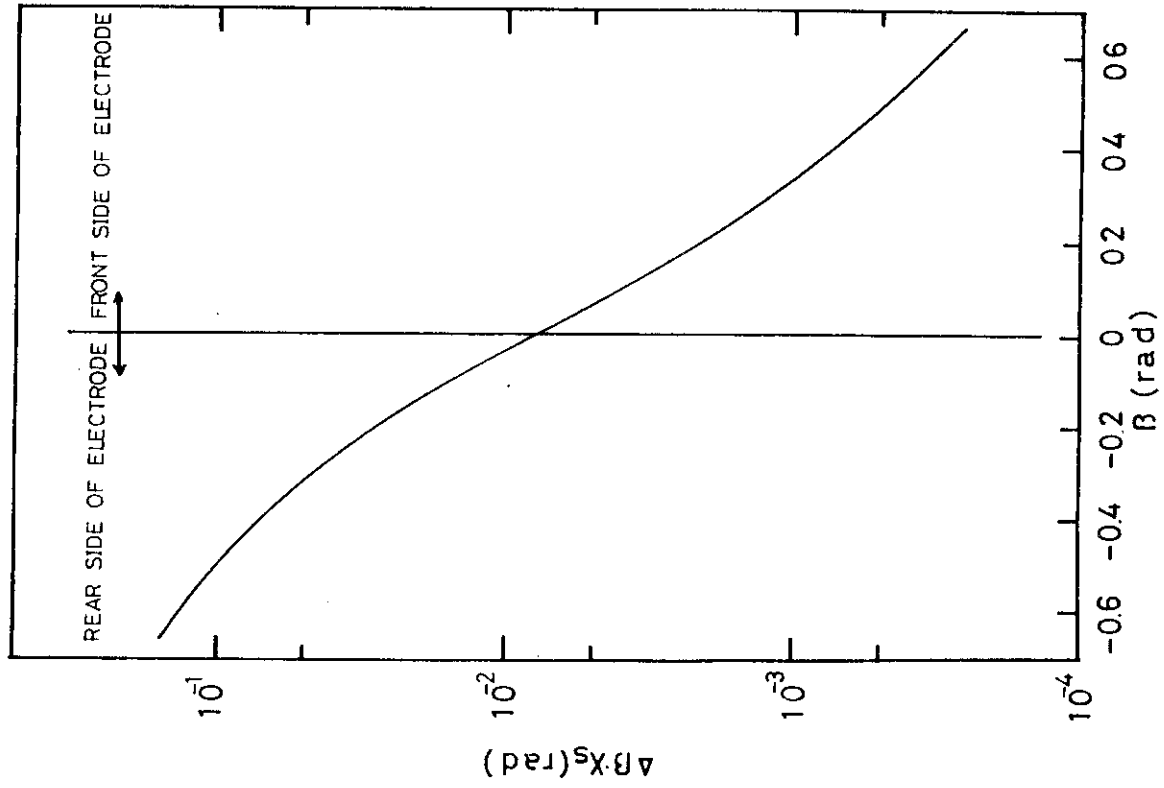


Fig. 16 Auxiliary chart for calculating deposit quantity on electrode

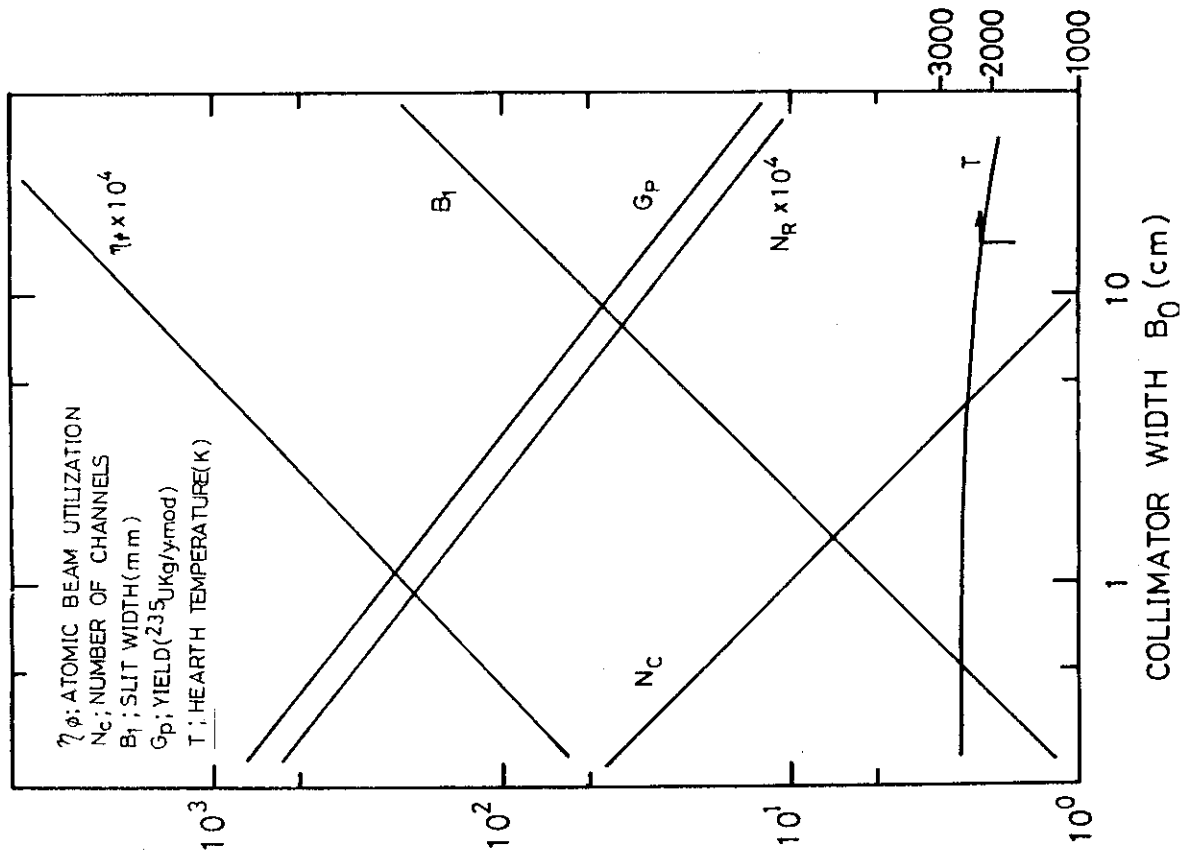


Fig. 15 Optimized values as a function of hearth width. charge transfer degree $\rho_d=0.9$

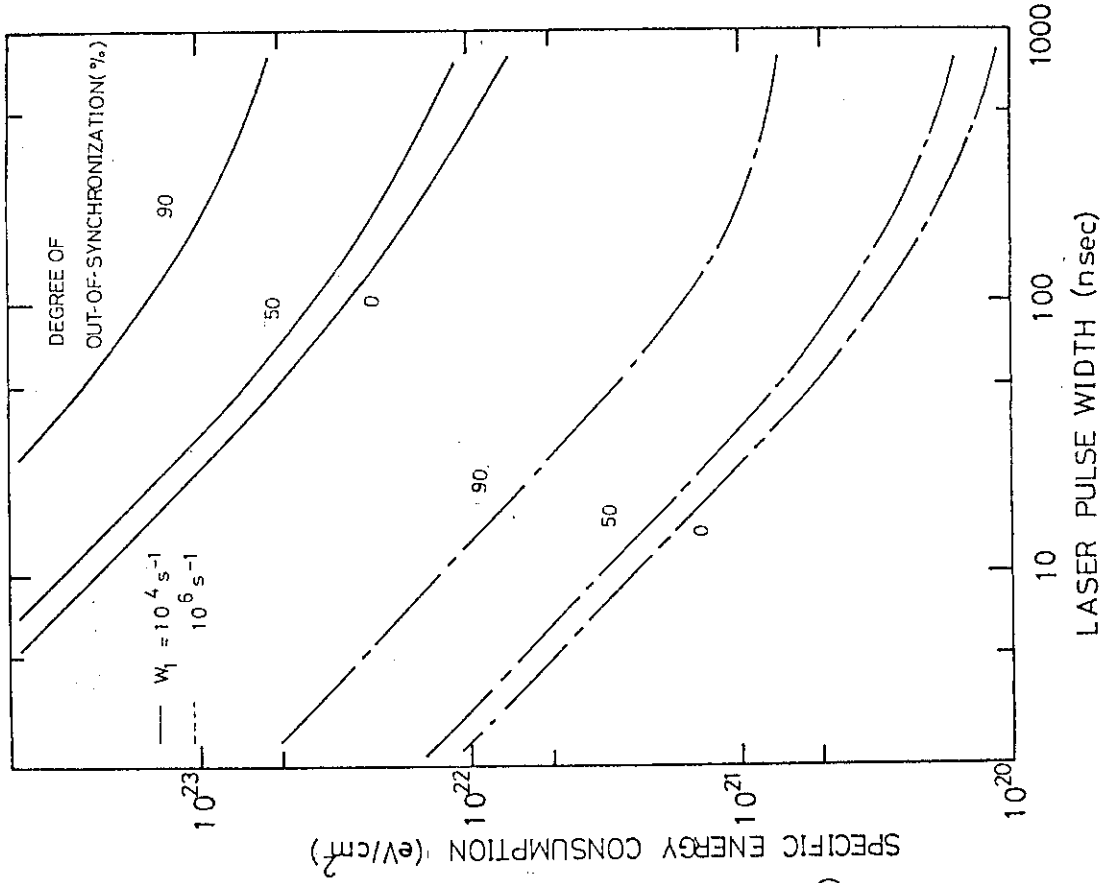


Fig. 17 Ion yield decrease as a function of out-of-synchronization degree

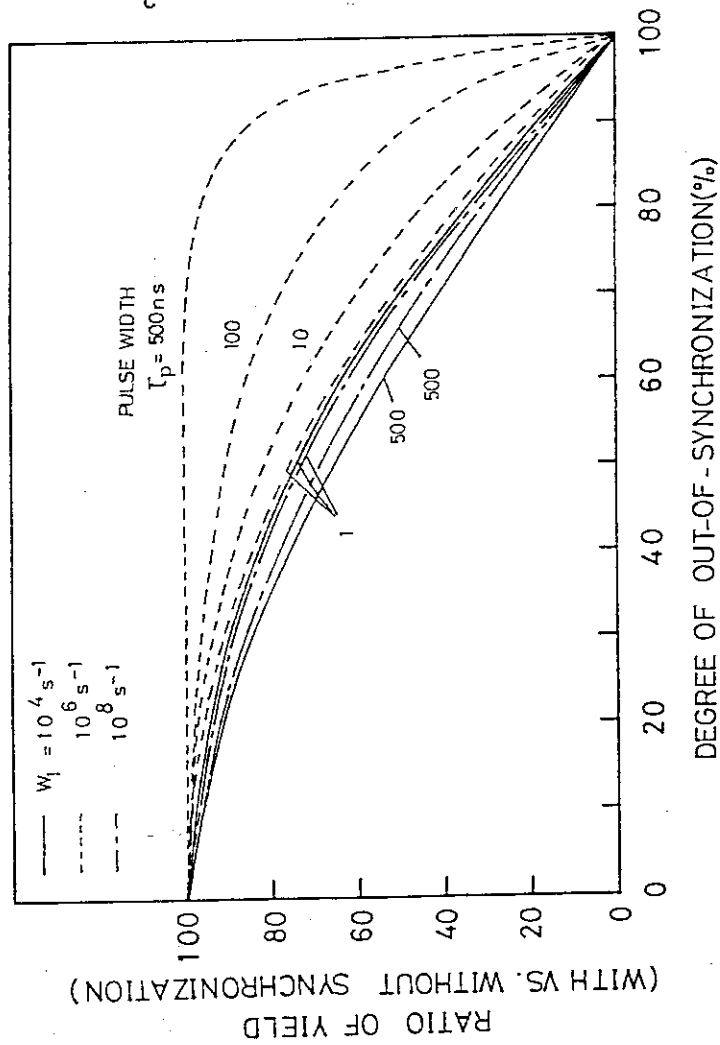


Fig. 18 Specific energy consumption as a function of laser pulse width

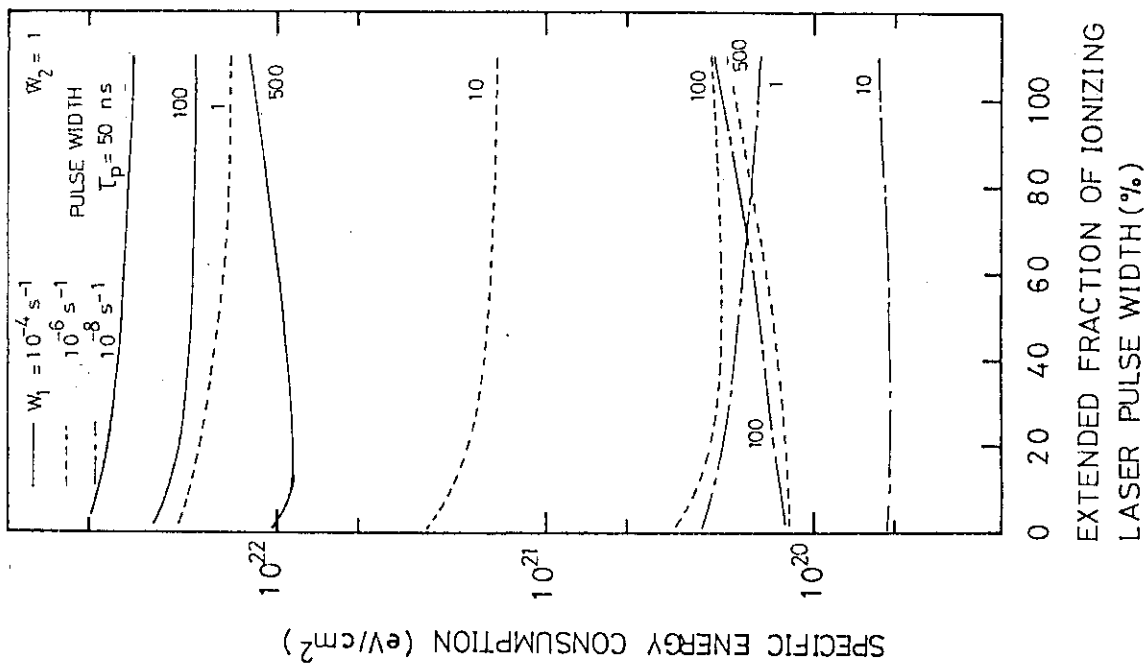


Fig. 19 Specific energy consumption increase as a function of out-of-synchronization degree

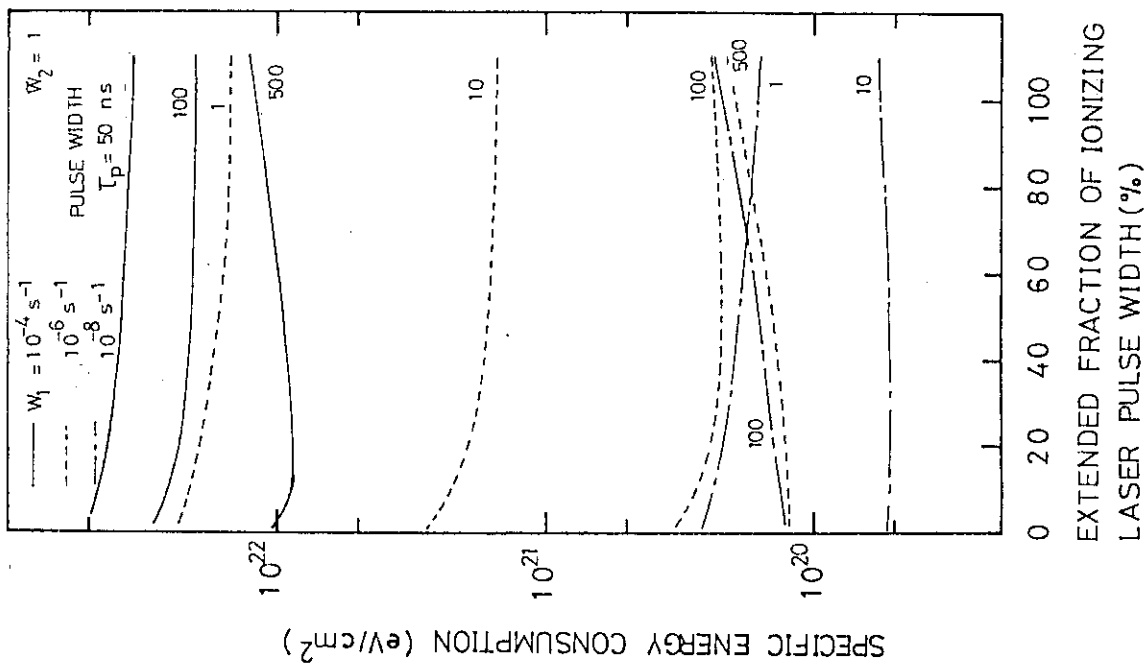


Fig. 20 Specific energy consumption as a function of ionization laser pulse width extension degree

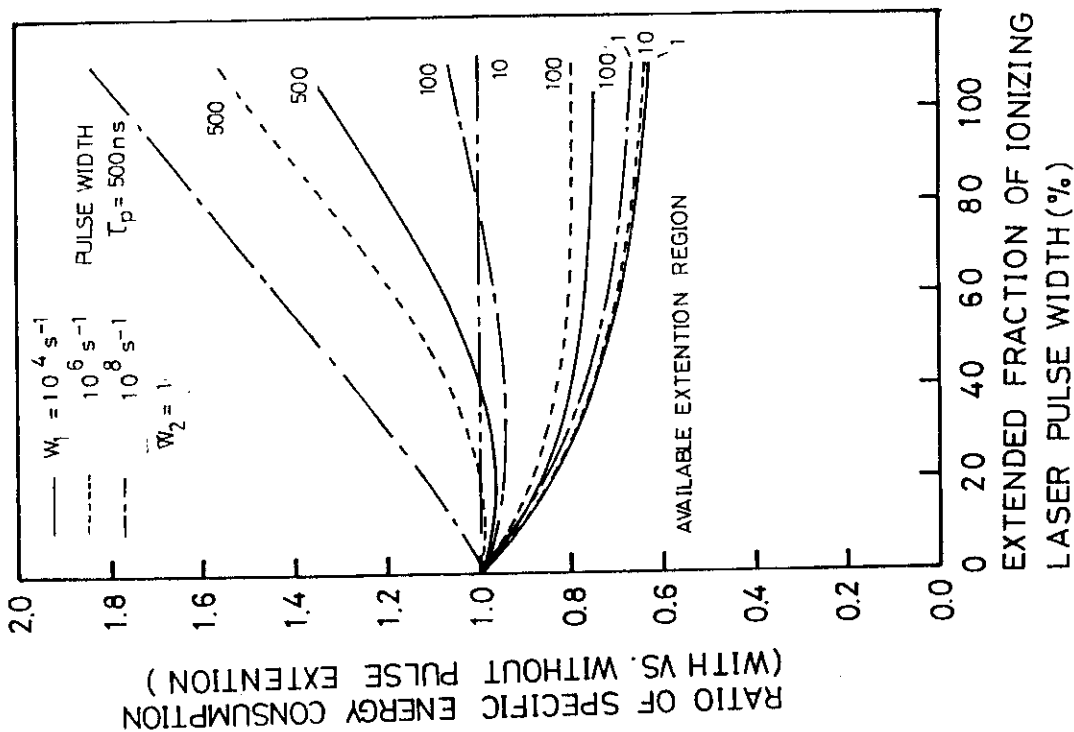


Fig. 21 Specific energy consumption ratio as a function of ionizing laser pulse width extension

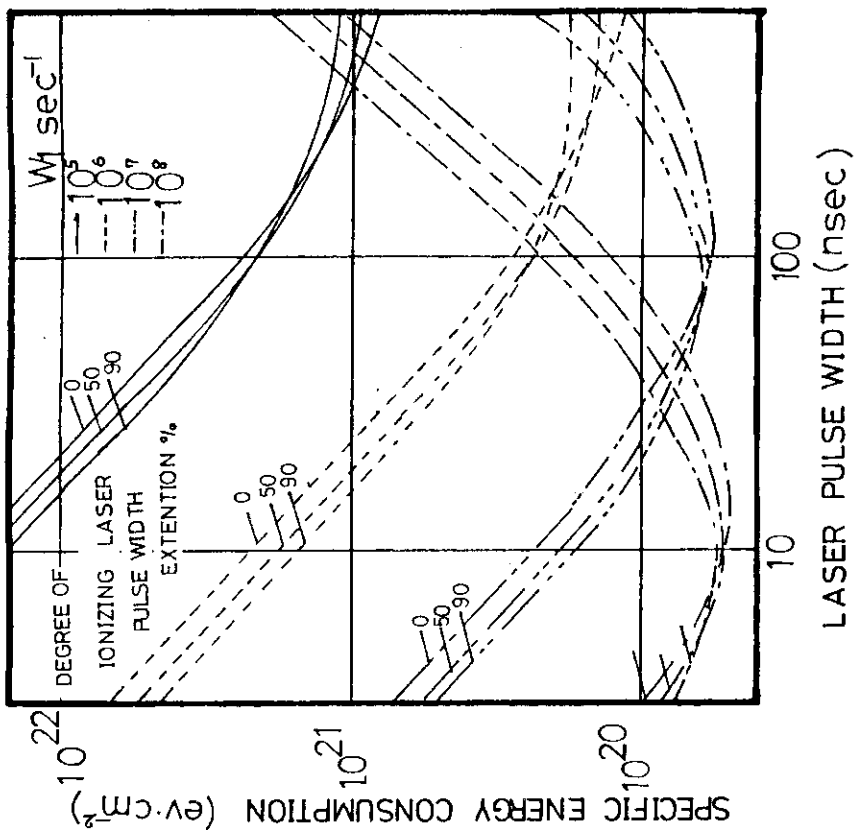


Fig. 22 Specific energy consumption as a function of laser pulse

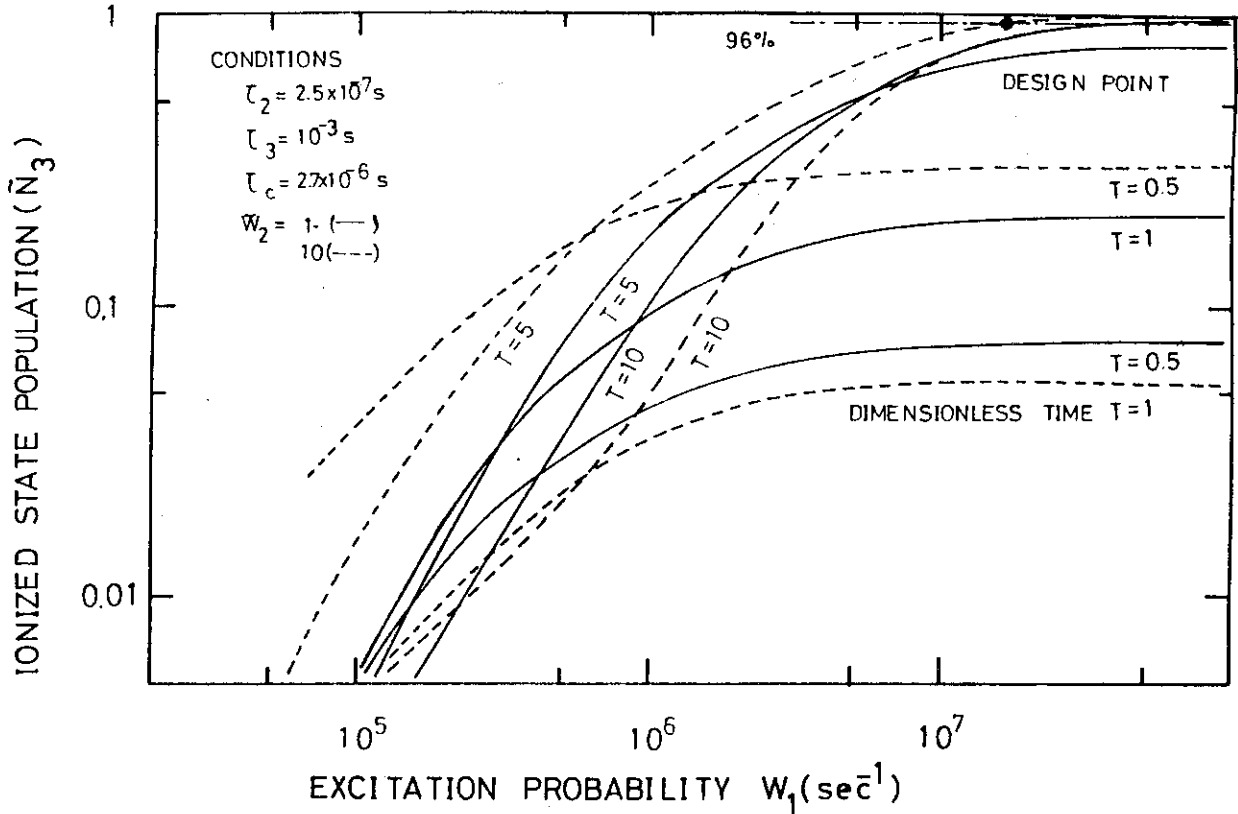


Fig. 23 Ionized state population of high temperature atom by two step photoionization scheme

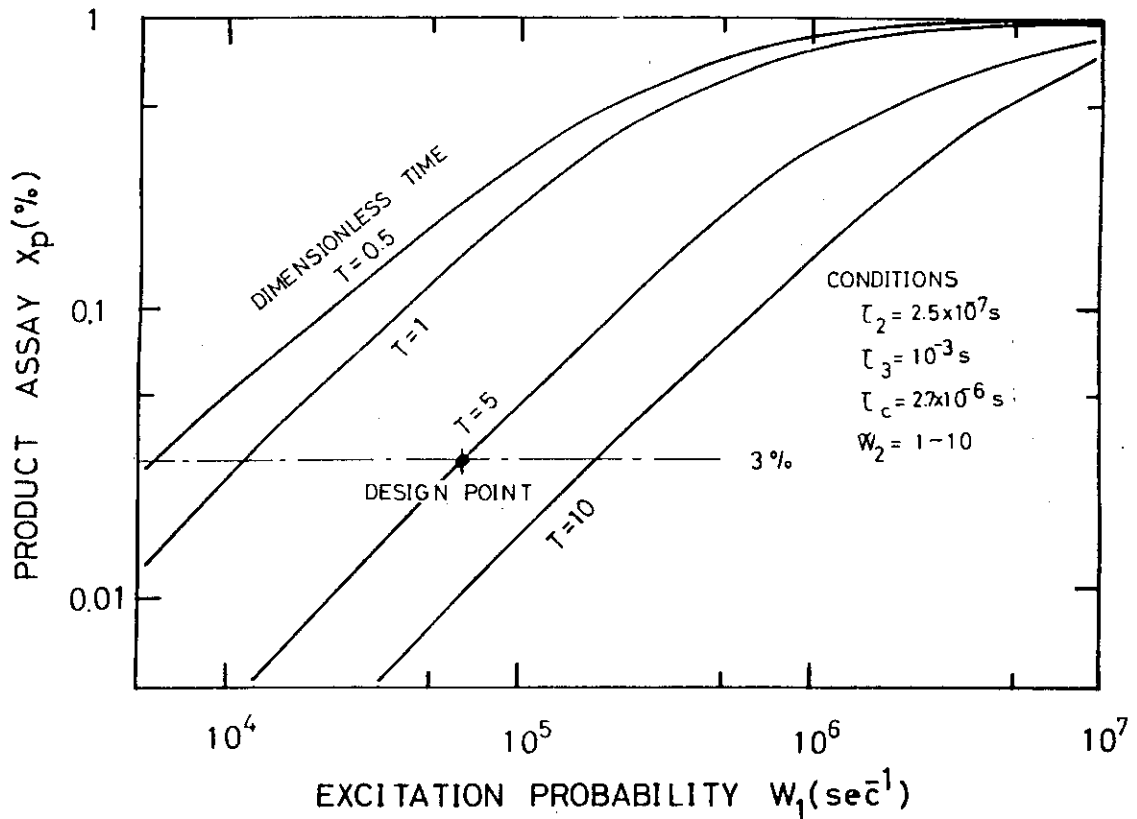


Fig. 24 Product assay of high temperature atom obtained through two step photoionization scheme

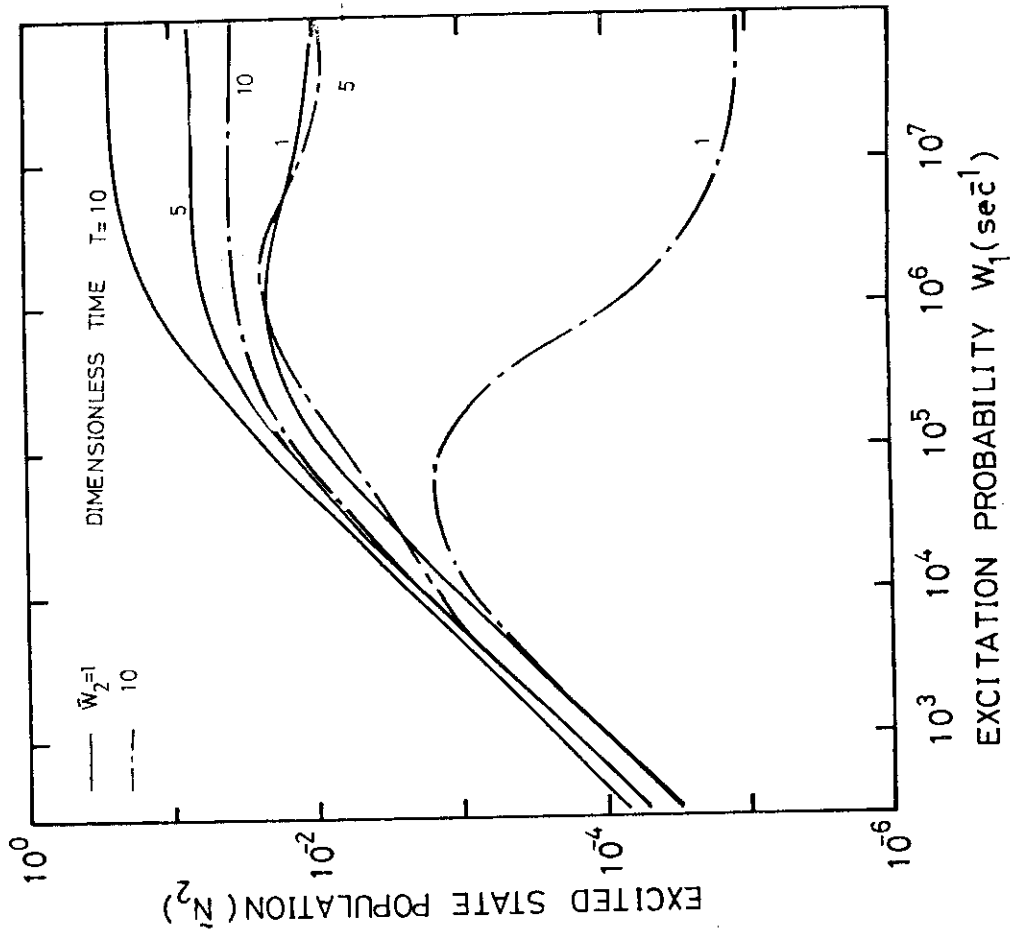


Fig. 25 Excited state population of high temperature atom by laser excitation

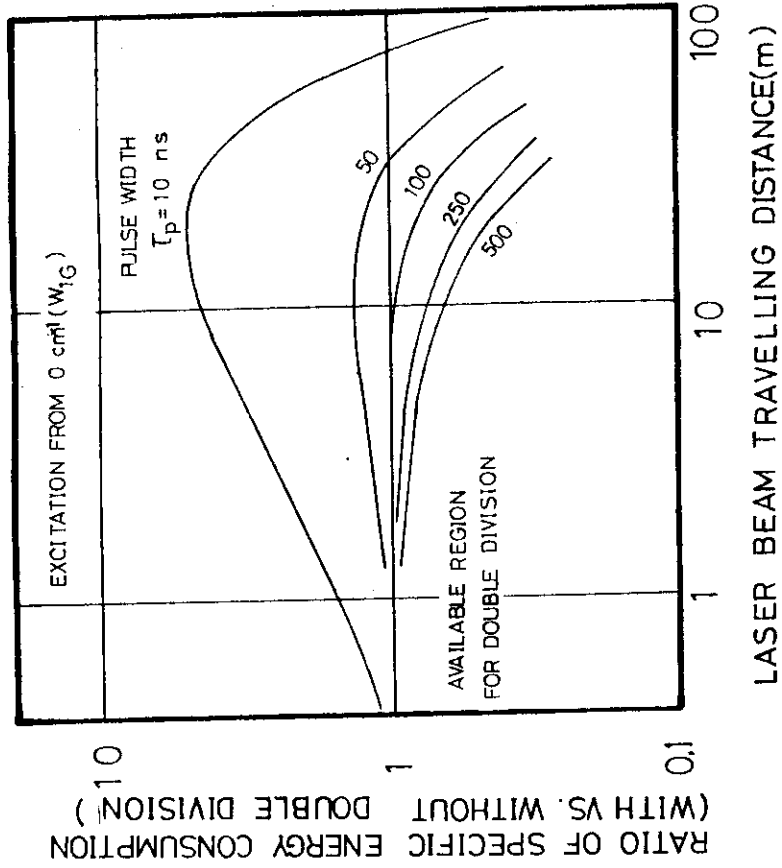


Fig. 26 Effect of doubly divided laser beam on specific energy consumption

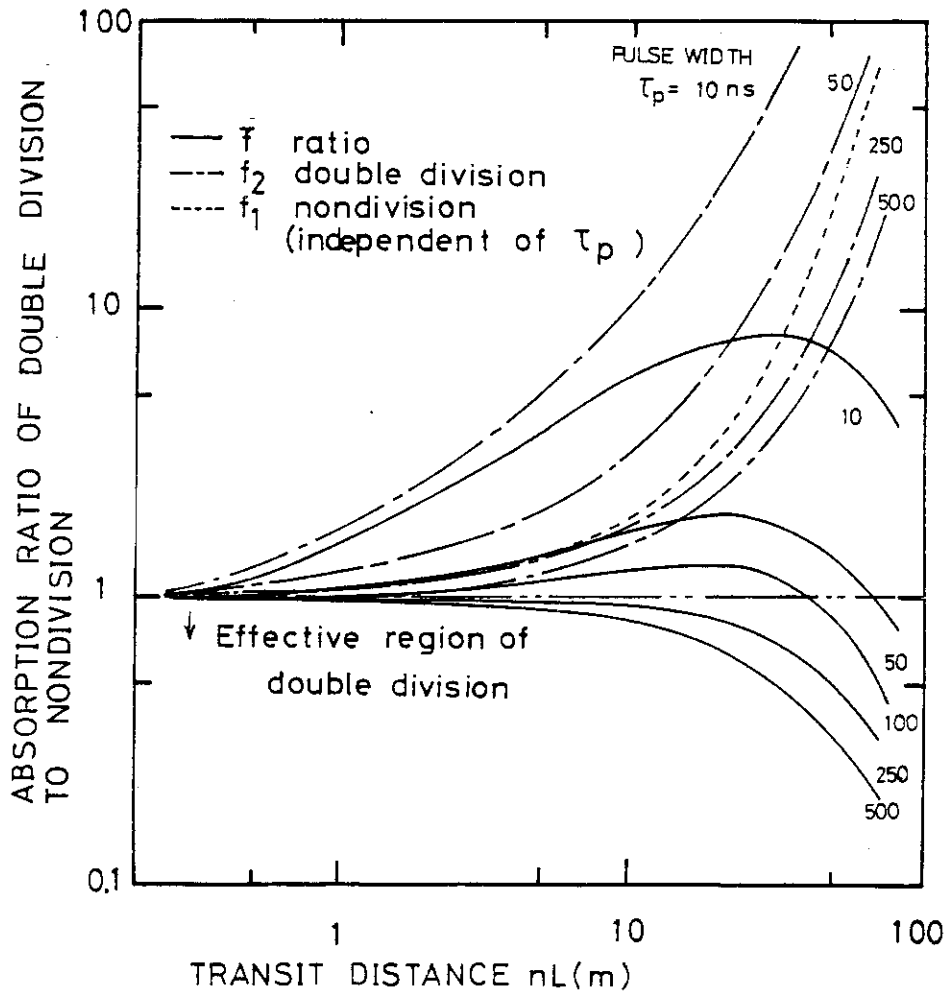


Fig. 27 Availability of double division of exciting beam

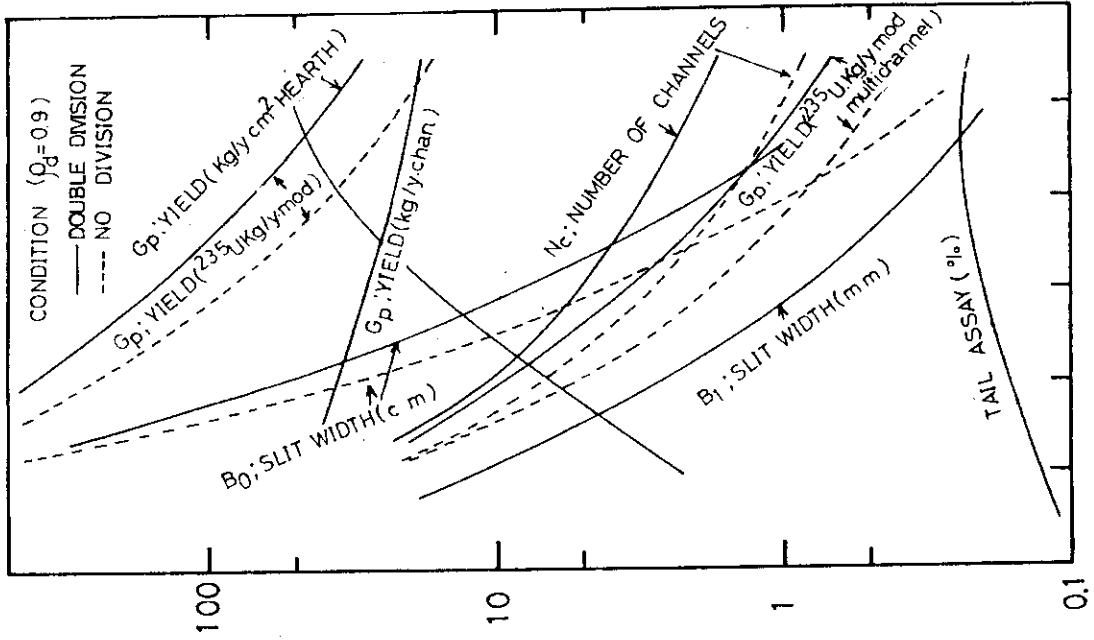


Fig. 29 Effect of multi-channel reaction zone
(charge transfer = 0.9)

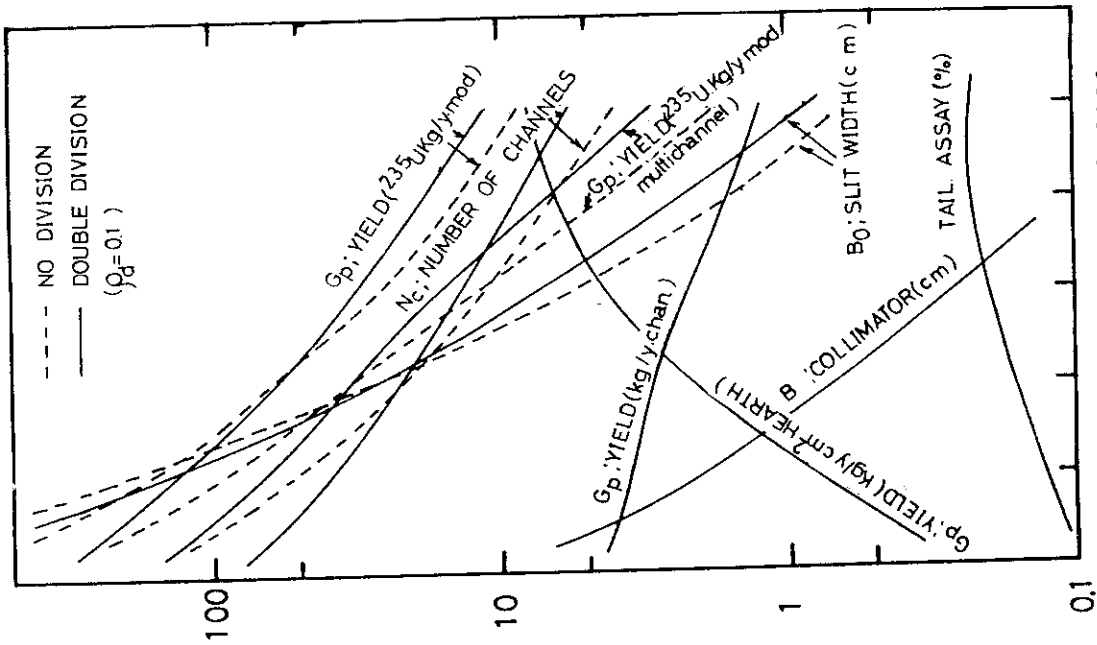


Fig. 28 Effect of multi-channel reaction zone
(charge transfer = 0.1)

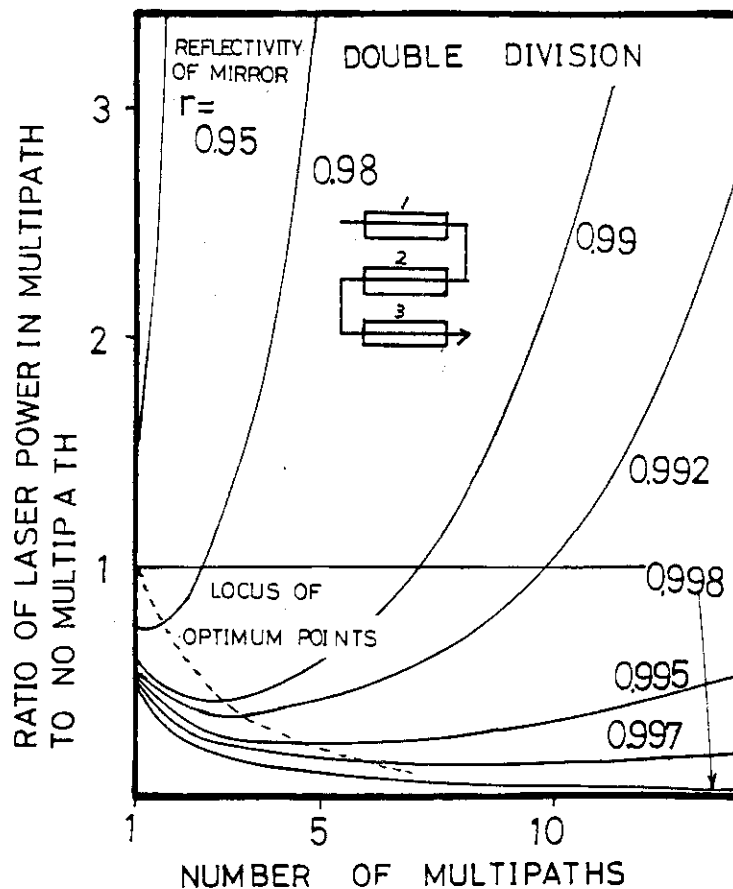


Fig. 30 Effect of multipath configuration of ionizing laser

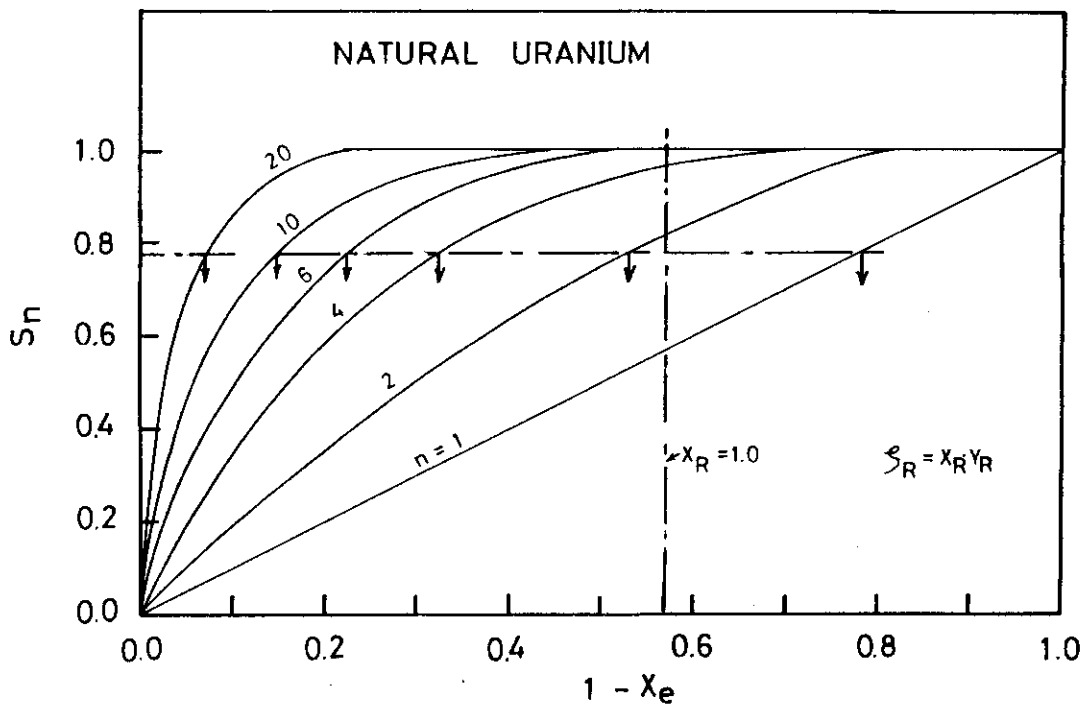


Fig. 31 Integrated excitation population ratio

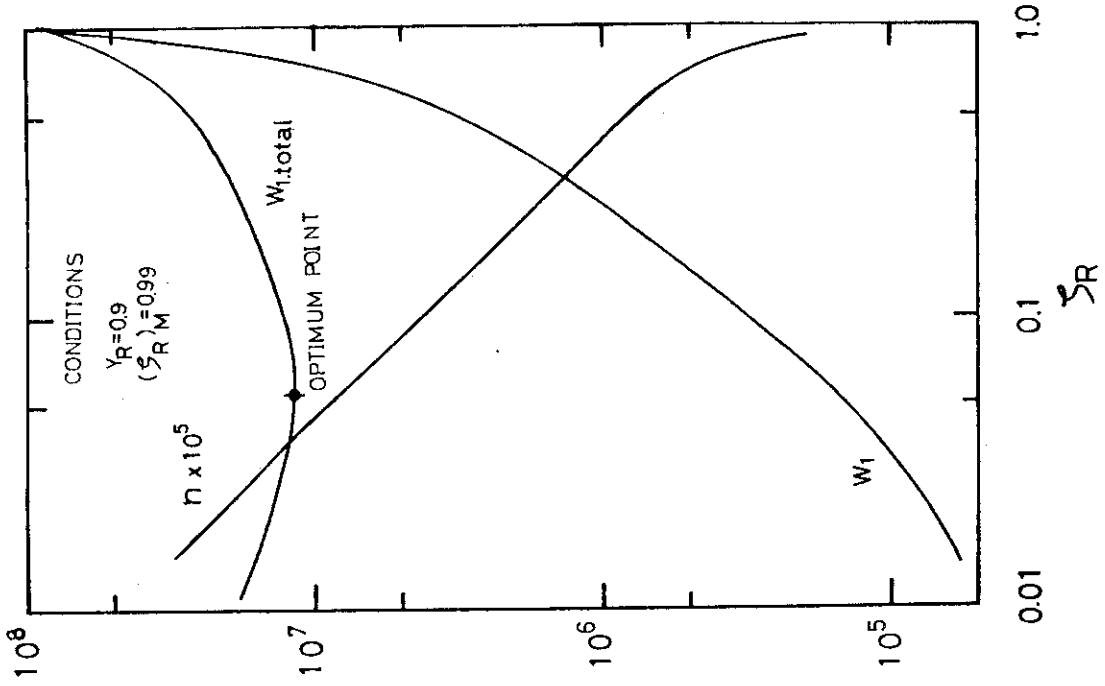


Fig. 33 Value of each parameter at optimum point ($Y_R=0.9$)

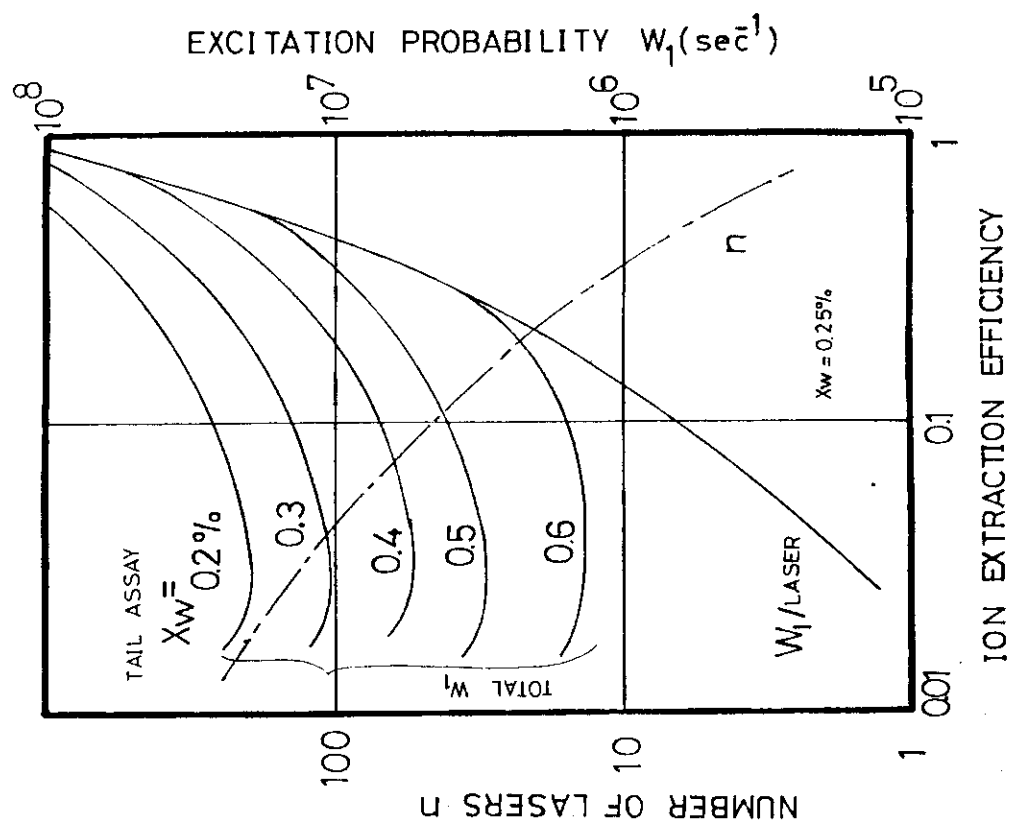


Fig. 32 Effect of multipulse radiation

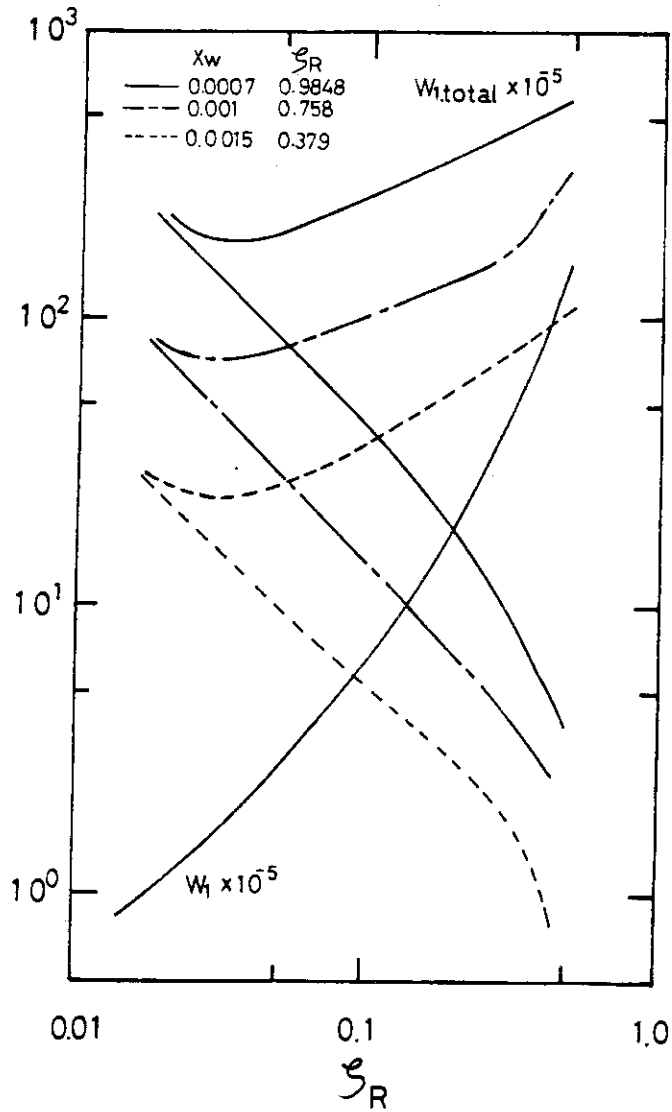


Fig. 34 Value of each parameter at optimum point ($Y_R=0.1$)

3. モジュールの消費エネルギー特性

3.1 最適条件

2.5における結果を利用してレーザーに関して照射エネルギーコストを最小とする最適条件を求めることができる。もちろんレート方程式におけるエネルギー交換などは原子ビーム密度に関係するが、原子ビーム内での衝突頻度は低いのでこれらの影響を小さいものとして無視すればほぼレーザー単独で最適条件を定めることができる。しかる後に、2.6で述べた補正を行うことにより、より正確な値を得ることができる。レーザーの主たるパラメータは励起レーザー強度、電離レーザー強度、パルス幅であるがここではこれらを無次元化した量 W_1, \tilde{W}_2, T を用いる。これらパラメータの主な効果を見ると、

○ W_1 の効果 (Fig. 35, 36)

W_1 を大きくしていけばエネルギー消費は小さくなるが或る程度大きくすると飽和に達する。それ以上大きくすると励起レーザーの出力が大きくなったり或いは多数必要とするため不利となる。

○ \tilde{W}_2 の効果 (Fig. 37)

\tilde{W}_2 も W_1 と似たような現象を示す。場合によっては \tilde{W}_2 が大きくなりすぎてもエネルギー消費は大きくなる。

○ T の効果 (Fig. 38, 39)

T が大きくなりすぎるとエネルギー消費率が大きくなる。ある値において極小値を有する。

2.6で述べた方法を用いて計算し $W_1 \sim T$ 平面に ϕ_η (eV/cm^2) 一定の線をプロットしたものを Fig. 40 ~ 43 に示した。これらは $\tilde{W}_2 = 0.1, 1, 10, 100$ の例について示したものである。この図中において ϕ_η が小さければエネルギー消費の小さくなることはいうまでもないが、レーザー作動に対しては幾つかの制限が設けられる。いま \tilde{W}_2 一定とすると次のような制限が考えられる。

① ピーク出力制限

$$W_1 = \frac{\sigma_1 I_1}{h \nu_1}$$

$$W_2 = \frac{\sigma_2 I_2}{h \nu_2} = \tilde{W}_2 W_1$$

において、2.6に用いた値および $I_1, I_2 \leq 1000 \text{ KW}/\text{cm}^2$ を制限値として代入すると各々

$$W_1 \leq 1.6 \times 10^{10}$$

$$W_2 = \tilde{W}_2 W_1 \leq 6.3 \times 10^7$$

が得られるから両者より

$$W_1 \leq \text{Min} \left\{ 1.6 \times 10^{16}, \frac{6.3 \times 10^7}{\widetilde{W}_2} \right\} \quad (134)$$

なる W_1 値を制限値として選ばなければならない。

② 平均出力制限

平均出力 $P_{a1,2}$ は、

$$\frac{P_{a1}}{BH} = \frac{h\nu_1}{\sigma_1} RT$$

$$\frac{P_{a2}}{BH} = \frac{h\nu_2}{\sigma_2} R \widetilde{W}_2 T$$

と示されるので

$$T \leq \text{Min} \left\{ \frac{P_{1a}}{BH} \frac{\sigma_1}{h\nu_1 R}, \frac{P_{2a}}{BH} \frac{\sigma_2}{h\nu_2 R \widetilde{W}_2} \right\} \quad (135)$$

でなくてはならない。今 $P_{a1,2}/BH \leq 10^3 \text{ W/cm}^2$ が制限値だとすると、 $R = 10 \text{ KHz}$ で $T \leq \frac{6.25}{\widetilde{W}_2}$ となる。

③ パルス間隔の制限

パルス幅は当然パルス間隔より短くなくてはならないから

$$\frac{1}{R} \geq \tau_P = \frac{T}{W_1}$$

すなわち、

$$W_1 \geq RT \quad (136)$$

でなくてはならない。

④ パルス幅制限

パルス幅は 10 nsec から 1000 nsec を实用範囲と考えると、

$$T = \tau_P W_1$$

であるから

$$10^{-8} W_1 \leq T \leq 10^{-6} W_1 \quad (137)$$

でなくてはならない。

以上の制限値を $T \sim W_1$ 平面に示してある。この図において ϕ_7 一定の部分であれば効率は一定であるが T と W_1 をなるべく小さくして各々平均出力、ピーク出力を下げた方が装置設計としては都合が良い。ここでは T 、 W 共に小さな値をとるために $T \cdot W_1$ の積を最小とするように決めると、その最適値は図に示したような軌跡を持つ。このような値のうち上記制限内で ϕ_7 を最小にするような条件を選定することが可能である。この点を W_1 に対してプロットするとFig. 44が得られる。この図より $W_1 = 6 \times 10^7 \text{ sec}^{-1}$ に ϕ_7 最小点があることが分る。また

一方 \tilde{W}_2 に対してプロットすると Fig. 45 のようになり $\tilde{W}_2 = 0.8$ に最小点がありその時の値は $\phi_7 = 5 \times 10^{19} \text{ eV/cm}^2$ であることが分る。また T に対するプロットを Fig. 46 に示したが、これによると $T = 2.2$ が ϕ_7 を極小とすることが分る。よってこの場合の最適パラメーターは、

$$\begin{aligned} T &= 2.2 \\ W_1 &= 6 \times 10^7 \\ \tilde{W}_2 &= 0.8 \end{aligned} \quad (138)$$

でありその時の値は

$$\phi_7 = 5 \times 10^{19} \text{ eV/cm}^2$$

となる。

3.2 総合性能

今までに得た関係を用いて総合性能を求めてみる。手順は Fig. 47 に示した。

- ① 温度を決める…………… 2000 ~ 3000 K を選ぶ。
- ② 励起対象準位の選定…………… 基底状態および準安定状態のうち 620 cm^{-1} からの励起を考える。
- ③ 電子銃作動条件…………… 使用磁場、形式よりルツボの形状を決める。ここでは工学的見地よりみて幅は 1 cm、長さは 1 m 以内で最適長さを決める。
- ④ 電極形状…………… 設計電荷交換値より電極間隔を求めルツボ等の形状を考慮してチャンネル数を定める。
- ⑤ マルチパルス数…………… 電荷交換よりマルチパルス数を求める。ここでは経済的見地ではなく廃棄材濃度を減少させる立場から完全回収を行いうるようにより決定する。
- ⑥ レーザー強度…………… レーザー最適条件を用いてレーザーの平均出力、ピーク出力、パルス幅を決める。
- ⑦ マルチパルス・ダブルインレットによる補正…………… 出力増大分を考慮してやる。
- ⑧ 電子銃作動条件より加熱電力を求める。

以上により必要電力が求まる。次にイオンの量を以下の手順で求める。

- ① 熱電離量を求める。
- ② 電子銃による衝撃電離量を求める。
- ③ 電荷交換量を求める。
- ④ 電極付着量を求める。
- ⑤ 光電離状態でのイオン量を求める。

以上により収量および濃縮度が求まる。これら 2 つを併せてエネルギー効率を求めることができる。

(1) コリメーター付き回収電極

2.3 節に従ってコリメーター付きのモジュール性能を Fig. 48 以降に示した。Fig. 48 には各温度での最適条件における各温度でのチャンネル数と濃縮度を示した。ここではスリット幅をパラメーターとして示したが、スリット幅を一定にして温度を上昇させると、電荷

交換のために濃縮度は急激に低下する。また温度と共に密度が上昇するために吸収損失が大きくなり、最適チャンネル数も減少する。Fig. 49にはやはり同様の条件におけるレーザーのピーク出力の温度に対する変化を示す。温度と共にレーザー1台当りの出力が減少するのは、密度が高くなると最適チャンネル数が急激に減少し、しかもこの減少は密度の増大に伴う吸収の増大よりも速く生ずるからである。Fig. 50にはスリット幅一定における励起レーザーおよび電離レーザー平均出力と電荷交換率の温度依存性を示した。温度が上がれば平均出力は低下するが、これはチャンネル数が少くなることに対応している。また温度と共に密度が上昇するために電荷交換は生じ易くなり、或る温度以上においては光電離状態においていくら濃縮されていようと回収過程での電荷交換のために、全く濃縮製品が回収できなくなってしまう。Fig. 51にはスリットが一定の場合に対してエネルギー消費率を示したものであるが、いずれも電荷交換率が1となる前に最小点が存在する。これら最小点を結ぶとエネルギー消費率の最も低い点の軌跡が得られる。この曲線は2600K程度において0.3 MeV/ ^{235}U となる最小点を有する。Fig. 50よりこの点の電荷交換率は約0.5チャンネル数はFig. 48より8個であることが分る。Fig. 52にはモジュール当りの消費電力を示した。なおマルチパルス数はFig. 53から6、すなわちレーザーを6群必要とすることが分る。

次に今までと同様の計算を他の励起波長を使用する場合に対して適用した結果について考察する。Fig. 54には励起レーザー3000 Å、電離レーザー6000 Åにおける結果を示す。やはり2600~2700 Kに最小のエネルギー消費率点が存在することが分る。Fig. 55は励起レーザー光2000 Å、電離レーザー10.6 μを用いた場合の特性を示す。この場合にはスリット幅一定において温度に対して最小値を持つことはなく、電荷交換率1が制限値となる。但しこの点には実際には使用できない。というのも電荷交換率が1に近いと無数のレーザー群を必要とすることになるからである。従ってエネルギー消費率の点だけでなく設備投資をも考慮する必要がある。Fig. 56は10.6 μ光電離の場合における電荷交換率一定の場合のエネルギー消費率を、スリット幅に対してプロットしたものである。これによると、電荷交換率一定ならばエネルギー消費を最小とするスリット幅の存在することが分る。レーザー同位体分離においては電離レーザー強度を大きくしなければならないことが問題点としてあげられている。しかし全エネルギー中に占める電離レーザー消費電力の割合よりFig. 57に示すように電離断面積が 1×10^{-17} から $1 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ に増大してもエネルギー消費率の低下は1/2にしかない。Fig. 58には3000 Å励起で、 $\sigma_i = 2 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ における特性を、Fig. 59には3000 Å励起、 $\sigma_i = 1 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ における特性を示した。またスリット幅5 mmのときの各励起波長における特性をFig. 60に示した。図中にある記号は現在使用しうであろうと思われるレーザーの組合せで、それぞれ次のようなものである。

- CVL (銅蒸気レーザー) …… 現時点で平均出力40 W, パルス幅20 nsec, パルス繰返し数6 KHz, 効率1%以上のものが市販されている。
- XFL (エキシマーレーザー) …… 現時点では、30 W以上の平均出力が得られるが、最大繰返し数1 KHz以下であることが欠点である。しかし最大繰返し数1 KHz, 効率1%以上のものも研究されている。
- CDOL (炭酸ガスレーザー) …… 効率が良いことが大きな特徴である。TEAレー

ザーとすれば大きなピーク出力が得られる。(但し高い繰返し数は得られない)。

- DL (ダイレーザー)
- SHG (第2高調波発生器)

種々のスリット幅における最小値を結ぶと Fig. 2.6.61 に示すような最適点を得られる。

(2) コリメーター無し回収電極

コリメーター無しモジュールの場合には、天然組成および減損したウランが付着して濃縮度が低下することを考慮しなくてはならない。まず電極に付着するウランの濃縮度に影響を与える因子について考える。

(A) 電極外でレーザー照射する場合 (未処理ウランが無く減損ウランが付着する) の ^{235}U 回収量の割合

- ① 熱電離…………… $x_i x_F$ [^{235}U 濃縮度は x_F]
- ② 電子銃衝撃電離…………… $(1 - x_i) x_g x_F$ [^{235}U 濃縮度は x_F]
- ③ 電離状態…………… $x_F (1 - x_i) (1 - x_g) x_v x_R x_P$ [^{235}U 濃縮度は x_P]
- ④ 電荷交換をうけて最終的に付着するもの
…………… $x_F (1 - x_i) (1 - x_g) S_n x_v$ [^{235}U 濃縮度は $x_P (1 - x_e)$]
- ⑤ 中性原子付着量…………… $x_F (1 - S_n x_v) x_S (1 - x_i) (1 - x_g) (1 - \frac{x_F x_v x_R}{x_P})$
[^{235}U 濃縮度は $x_F (1 - S_n x_v)$]

(B) 電極内でレーザー照射する場合 (レーザーパルスの中に未処理ウランが存在し天然ウランが付着する) の ^{235}U 回収量の割合

- ① 熱電離…………… $x_i x_F$ [^{235}U 濃縮度は x_F]
- ② 電子銃衝撃電離…………… $(1 - x_i) x_g x_F$ [^{235}U 濃縮度は x_F]
- ③ 中性原子付着量…………… $(1 - x_i) (1 - x_g) x_S x_F$ [^{235}U 濃縮度は x_F]
- ④ 電離状態…………… $(1 - x_i) (1 - x_g) (1 - x_S) x_F x_v x_R x_P$ [^{235}U 濃縮度は x_P]
- ⑤ 電荷交換をうけて最終的に付着するもの
…………… $(1 - x_i) (1 - x_g) (1 - x_S) x_F S_n x_v x_P$ [^{235}U 濃縮度は $x_P (1 - x_e)$]

次に製品濃縮度の計算を行う。

(A)の場合

全ウラン 235 の回収割合を R_{235} 、全ウラン回収割合を R とすると、

$$R_{235} = x_F \left\{ x_i + (1 - x_i) x_g + (1 - x_i) (1 - x_g) S_n x_v + (1 - S_n x_v) x_S \left(1 - \frac{x_v x_R}{x_P} \right) (1 - x_i) (1 - x_g) \right\} \quad (139)$$

$$R = x_i + (1 - x_i) x_g + \frac{x_F (1 - x_i) (1 - x_g) S_n x_v}{x_P (1 - x_e \cdot x_v)} + x_S \left(1 - \frac{x_F x_v x_R}{x_P} \right) (1 - x_i) (1 - x_g) \quad (140)$$

となる。従って一個の電極板上における製品濃縮度 x_P^* は、

$$x_P^* = \frac{R_{235}}{R} \quad (141)$$

となる。

(B)の場合

(A)と同様に

$$R_{235} = x_F \{ x_i + (1 - x_i) x_g + (1 - x_i) (1 - x_g) x_S + (1 - x_i) (1 - x_g) (1 - x_S) x_v S_n \} \quad (142)$$

$$R = x_i + (1 - x_i) x_g + (1 - x_i) (1 - x_g) x_S + \frac{(1 - x_i) (1 - x_g) (1 - x_S) x_F S_n x_v}{1 - x_e} \quad (143)$$

$$x_P^* = \frac{R_{235}}{R} \quad (144)$$

が得られる。

通常の使用条件においては両者における x_P^* にはほとんど差がなく Fig.62 のようになる。これより3%以上を得るために必要となる x_S の値が決められる。2.4節で計算される x_S を用いると電極板の濃縮度分布は Fig.63 に示すようになる。この図にはルツボ直上より互に対称位置にある製品をブレンドした場合の濃縮度も示した。高濃縮製品量が少いためにブレンドを行うと、例えばこの例では3%を越える部分はルツボ直上のわずか0.1 rad の狭い範囲でしか実現されない。この部分の濃縮度を回収電極長さに対してプロットすると Fig.64 のようになる。従って3%濃縮度を効率より得るにはおそらく電極長さを0.5mm程度とする必要がある。これらの計算においては、電極長さを無視しているが、この程度の際間の値では電極の厚さが無視しえないわけで、本方法による3%以上の濃縮ウランの回収は困難となる。これに代るものとしてマルチパルス処理により多数回回収を繰返して電極間距離を広くしたままある程度の電荷交換を起こさせて回収しようとする方法を Fig.65 に示す。この場合電極間隔を狭くすると電荷交換による濃縮度低下はないが付着による濃縮度低下が生じるし、一方逆の操作を行うとこれとは逆の現象が生ずるため或る部分に最適点があるものと予想される。図よりこの値は電荷交換率で0.8であり対応する電極間隔は蒸発面上20cm, 2600Kで1.2cmとなる。このときのレーザーの全必要繰返し数は原子ビーム速度より考えると42KHzとなる。また回収率を90%以上に上げるためのレーザー群数は12となる。以上のような回収方法ではイオンを一つの電極板の両面に付着回収するのでこれを両面回収法と呼ぶことにする。次にこれに対して片面回収法なるものを考える。これは電極を互に+, -で背合わせにせねばならないため構造・配置, 特に絶縁が困難となりどうしても処理ロスが生じる。しかし蒸発面に向かない面にのみ回収を行えば比較的高い濃縮度が得られるという特徴をもっている。濃縮度分布は Fig.63 のようになるので必ずしもルツボ直上で3%が得られなくてもよい。ルツボ直上からの回収ウランの積分濃縮度を求めると Fig.66 のようになる。従って理論上は $\beta = \pi/2$ における積分濃縮度が3%となる条件を選べば良いこと

になる。このような濃縮度を電極長さに対してプロットすると Fig. 67 に示すようになり、この例では電極長さを 0.45cm 以下にすれば 3% 製品が得られることが分るがこれは実用的ではない。最後に電極間距離も電極長さも著しく短かくしたメッシュ型電極による回収を考えてみる。このタイプではメッシュ間隔により濃縮度が決るため、ほぼ均一な濃縮度の製品が得られること、電荷交換を低く抑えることが容易、チャンネルタイプでないためにレーザー照射条件に弾力性があるなどの長所を持つ反面、付着保持容量が少ないため速い速度でのメッシュの移動によるウランの回収、メッシュの絶縁保持などの問題がある。Fig. 68 には可能な最小電極を示した。図中には各温度条件下における放電限界線が示されているが、これによると最小電極板長さが長ければ放電は生じない。この図と Fig. 62 および電荷交換率より必要なメッシュ電極形状が決る。Fig. 69 には 1 ton $^{235}\text{U}/\text{yr}$ (完全連続運転の場合)、3%ウラン生産のためのモジュール特性を示した。例えば $T = 2700\text{ K}$ では電気入力 180 kW 電子銃、電気入力 400 kW 励起レーザー (効率 0.2% なのでレーザー照射部での出力は 800 W)、電気入力 200 kW 電離レーザー (効率 0.1% なので照射部での出力は 200 W) が必要となる。現在 180 kW 程度の電子銃は存在するが、励起レーザーは現在の光出力では 10 W/台程度なので 80 台、電離レーザーは 2 W 程度なので 100 台必要となる。なお全体のエネルギー消費率を示すと Fig. 70 のようになる。コリメーター付きのモジュールと比較するとコリメーターなしのモジュールがはるかに効率の良くなることが分る。

以上の結果を Table 2 にまとめた。

Table 2 Performances of Each Module Type

	MODULE WITH COLLIMATORS	MODULE WITHOUT COLLIMATORS	
		BOTH-SIDE-RECOVERY	ONE-SIDE-RECOVERY
HEARTH TEMPERATURE K	2600	2680	2680
EXCITER POWER KW	0.86	1.92	1.92
IONIZER POWER KW	0.08	3.07	3.07
PULSE WIDTH nsec	630	36.7	36.7
NUMBER OF CHANNELS	8	---	---
NUMBER OF PULSES	8	1	1
ELECTRODE GAP mm	5	0.87	0.42
ELECTRODE LENGTH mm	8.5	0.15	0.07
ENRICHMENT %	47	3	3
TAIL ASSAY %	0.2	0.465	0.22
YIELD TSWU/Y	16.3	36.4	4.63

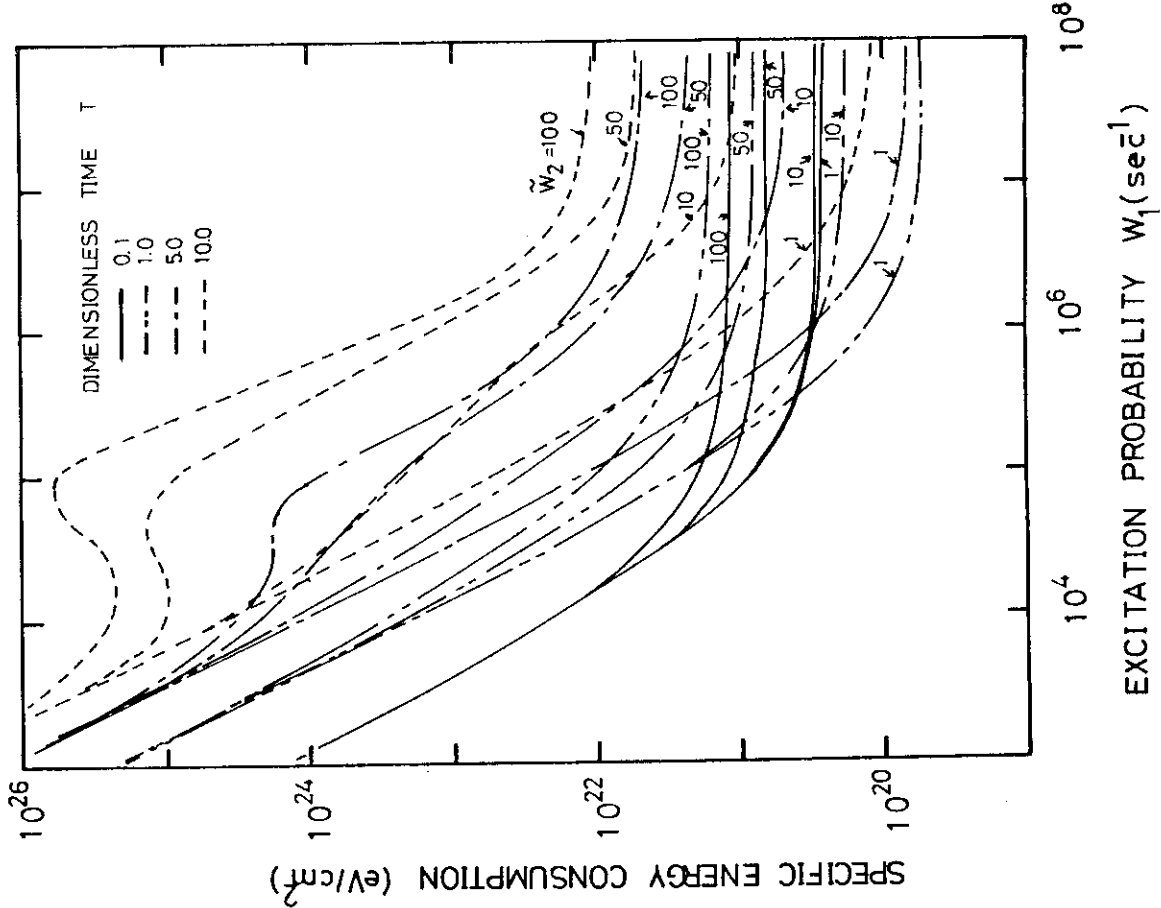


Fig. 35 Specific energy consumption per hearth area vs. excitation probability

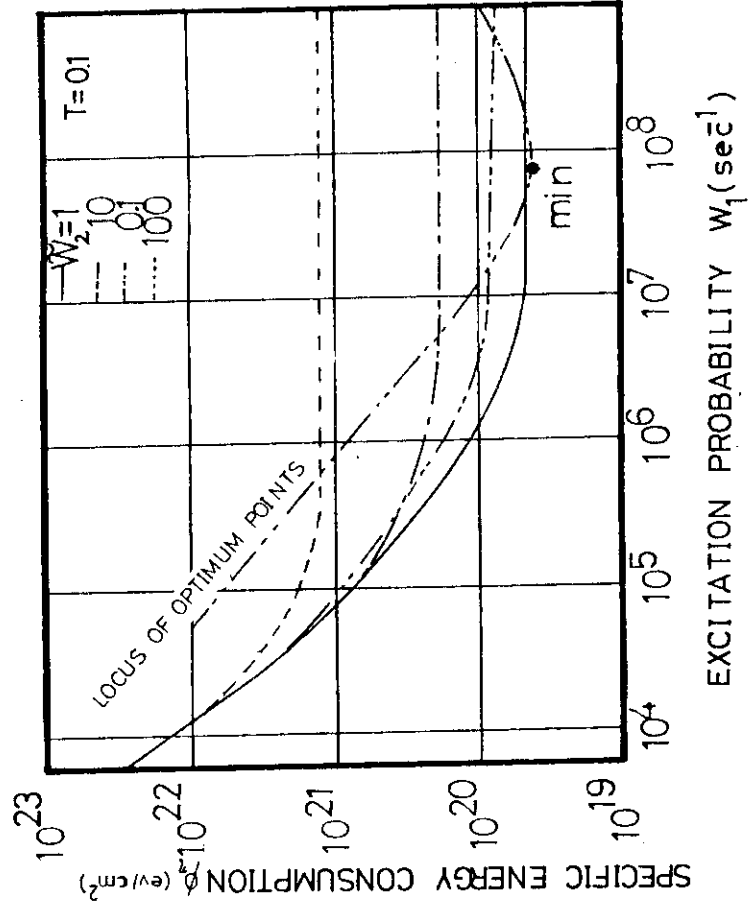


Fig. 36 Locus of minimum specific energy consumption per hearth area

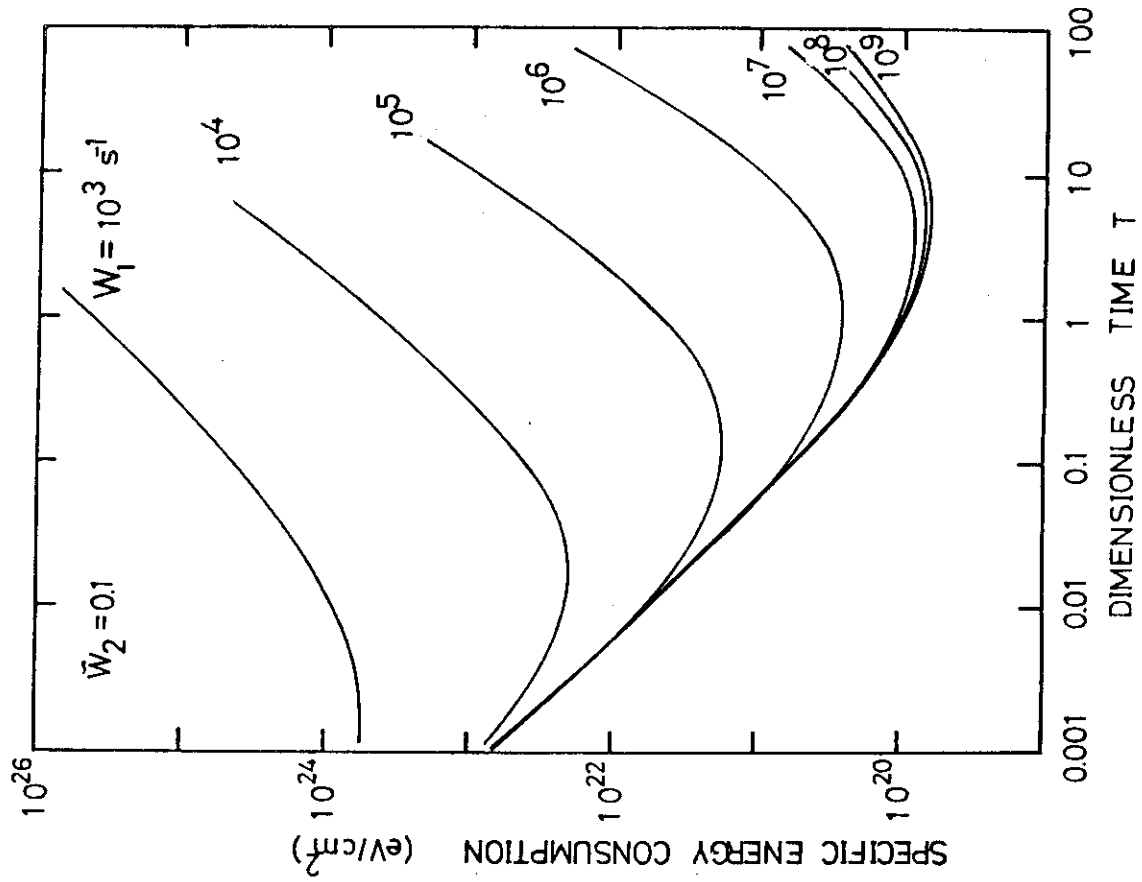


Fig. 38 Specific energy consumption per hearth area vs. time ($\bar{W}_2 = 0.1$)

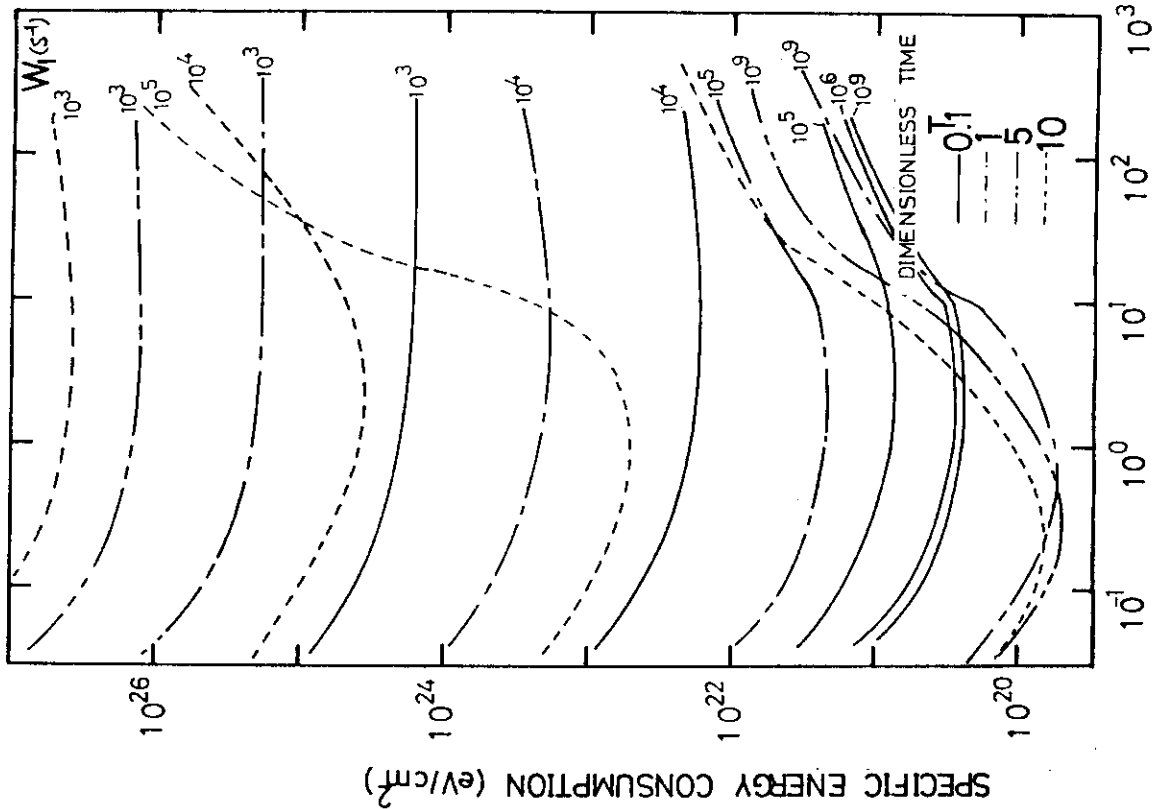


Fig. 37 Specific energy consumption per hearth area vs. ionization probability

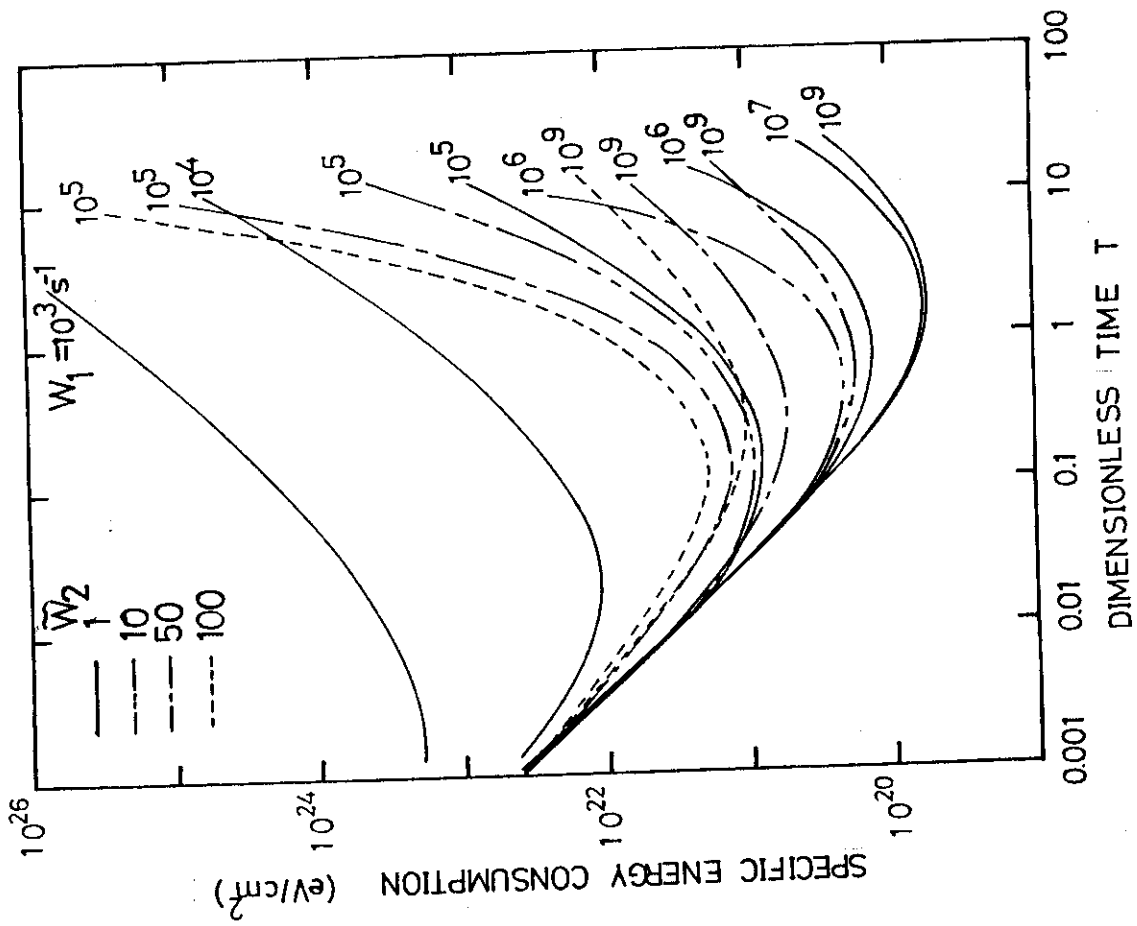


Fig. 39 Specific energy consumption per hearth area vs. time ($W_2 = 1 \sim 100$)

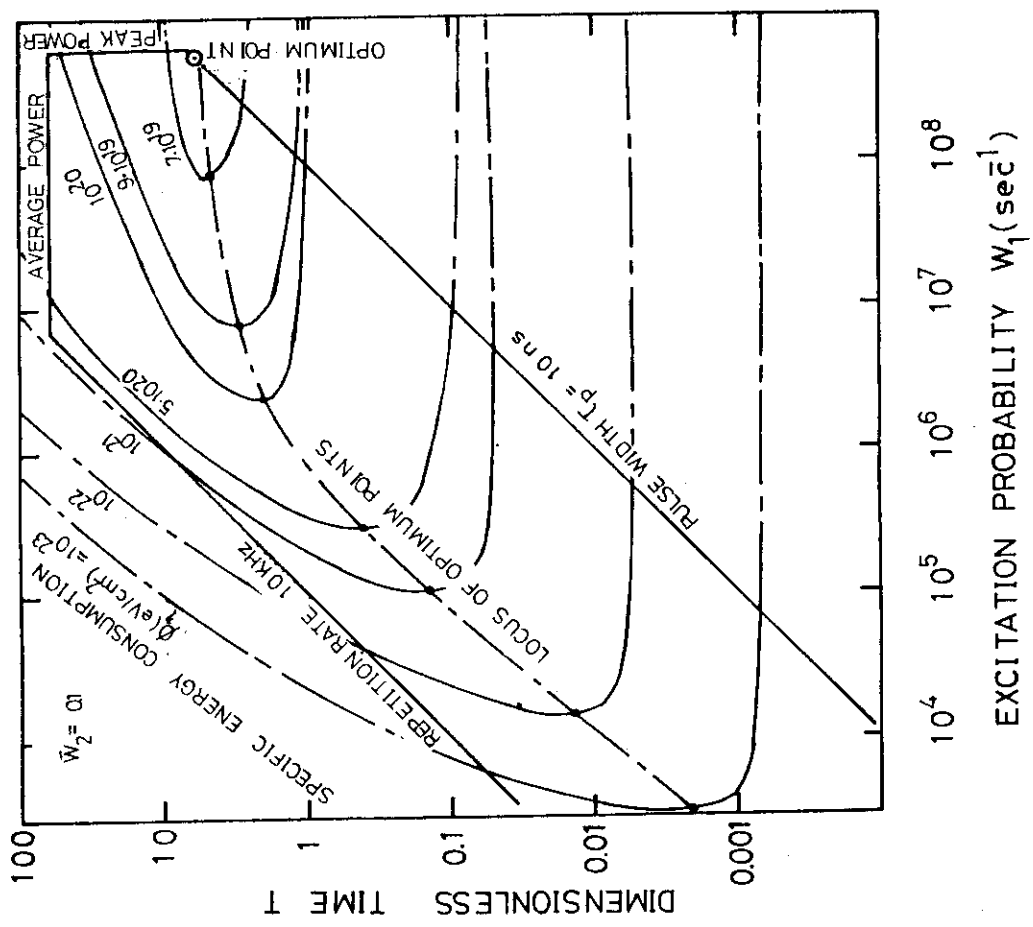


Fig. 40 Constant specific energy consumption chart ($W_2 = 0.1$)

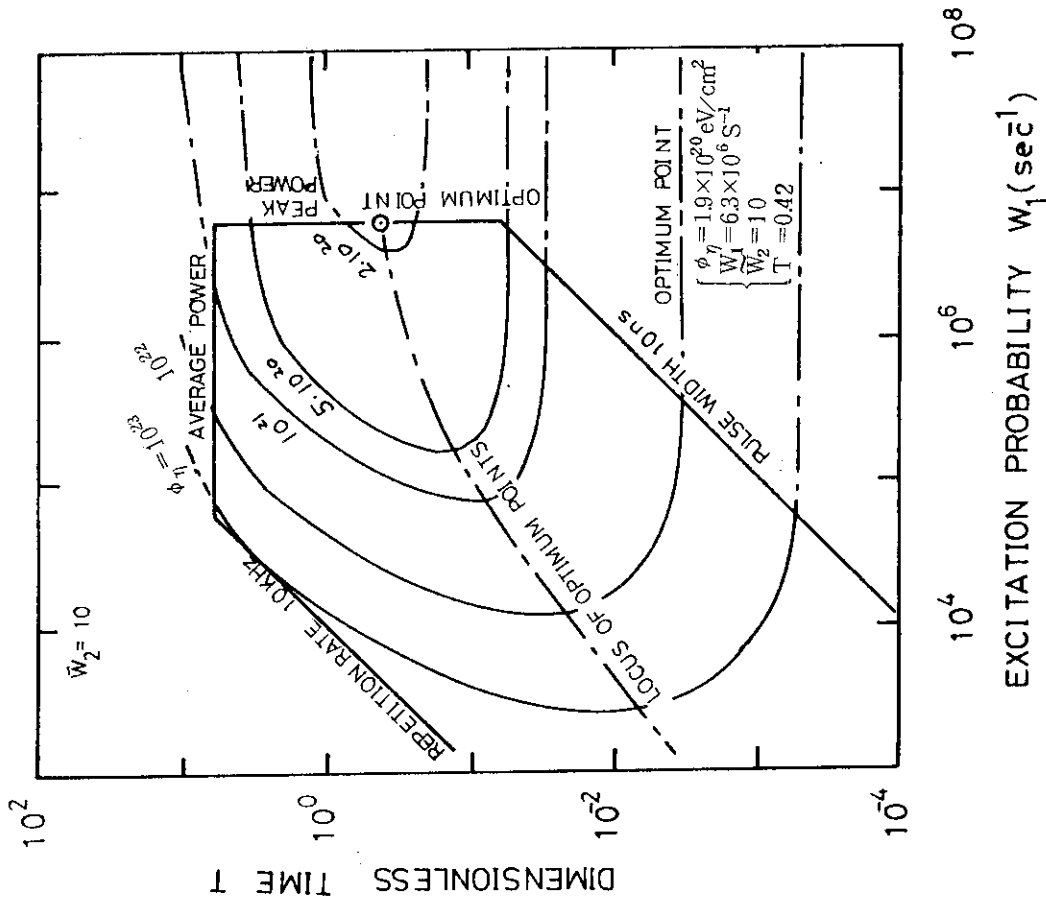


Fig. 42 Constant specific energy consumption chart ($W_2 = 10$)

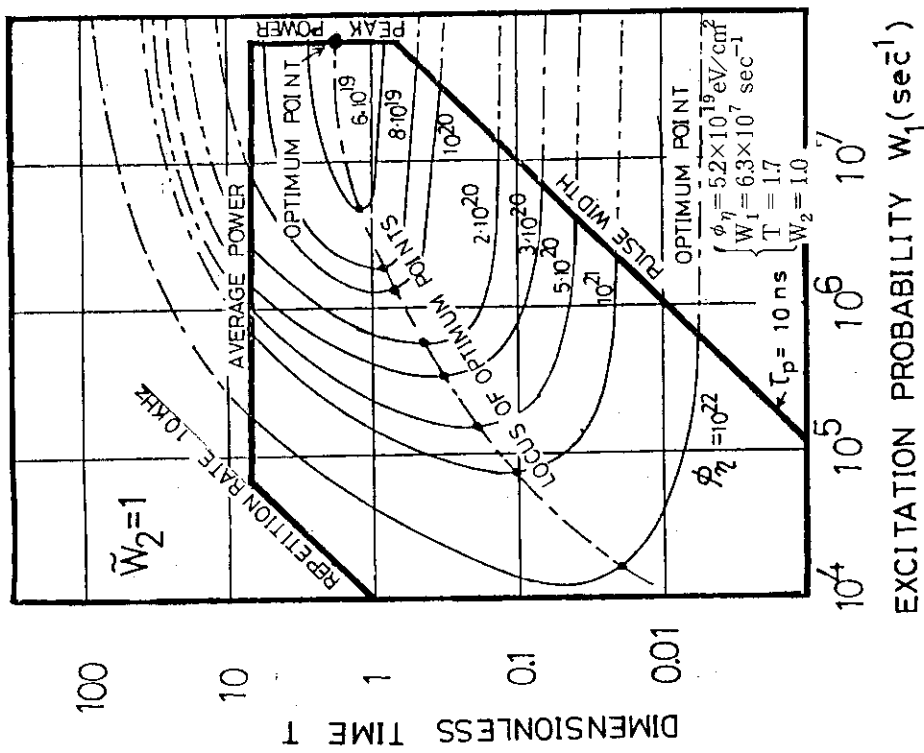


Fig. 41 Constant specific energy consumption chart ($W_2 = 1$)

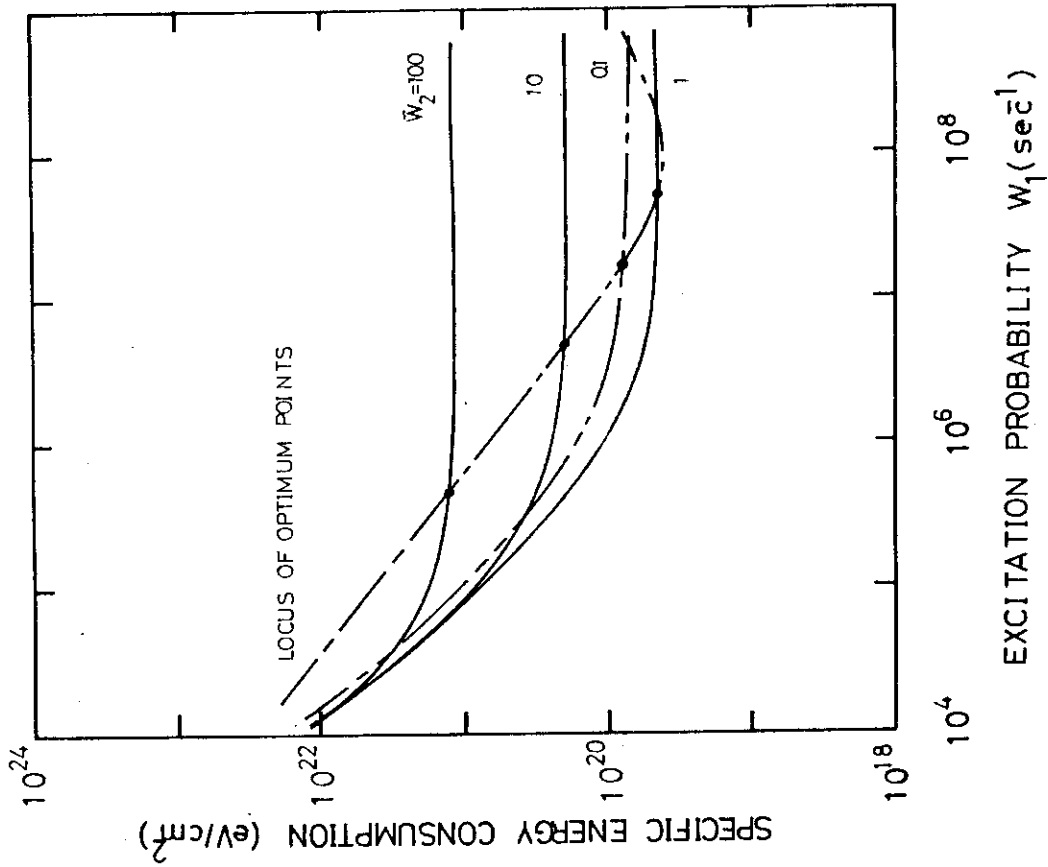


Fig. 44 Locus of minimum specific energy consumption

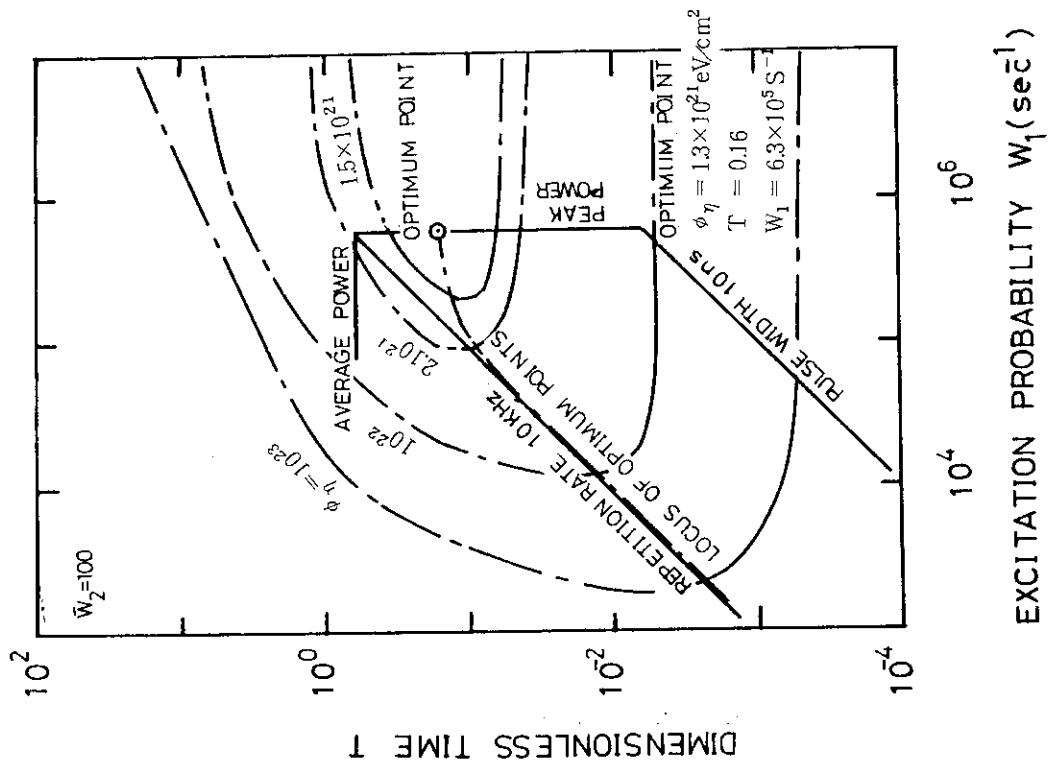


Fig. 43 Constant specific energy consumption chart ($W_2 = 100$)

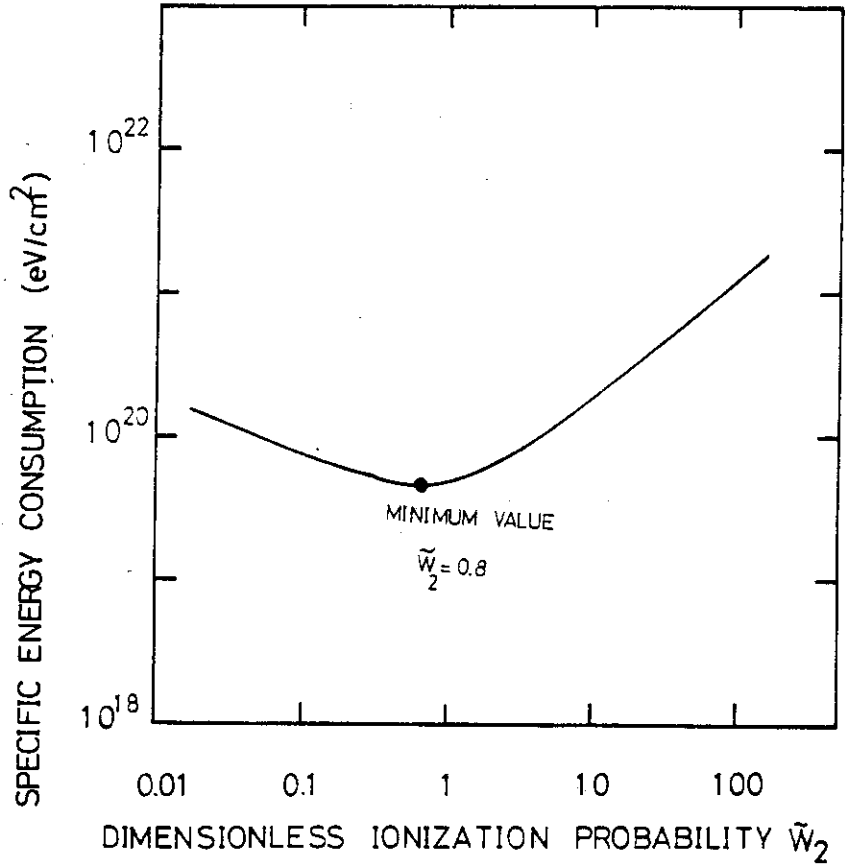


Fig. 45 Minimum specific energy consumption vs. ionization probability

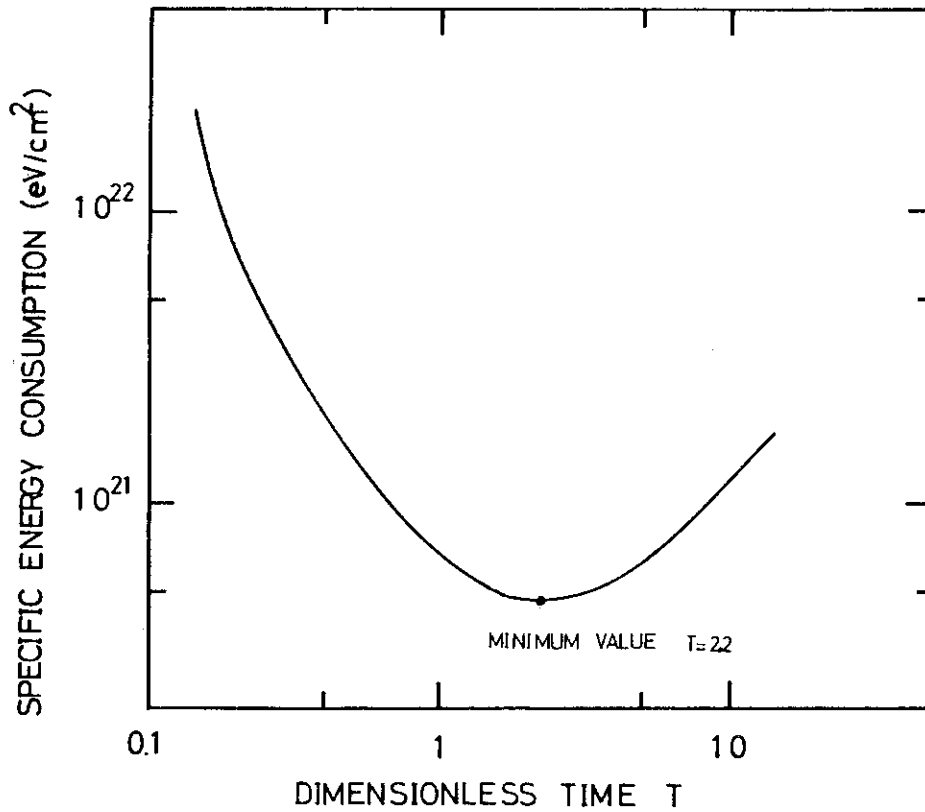


Fig. 46 Minimum specific energy consumption vs. time

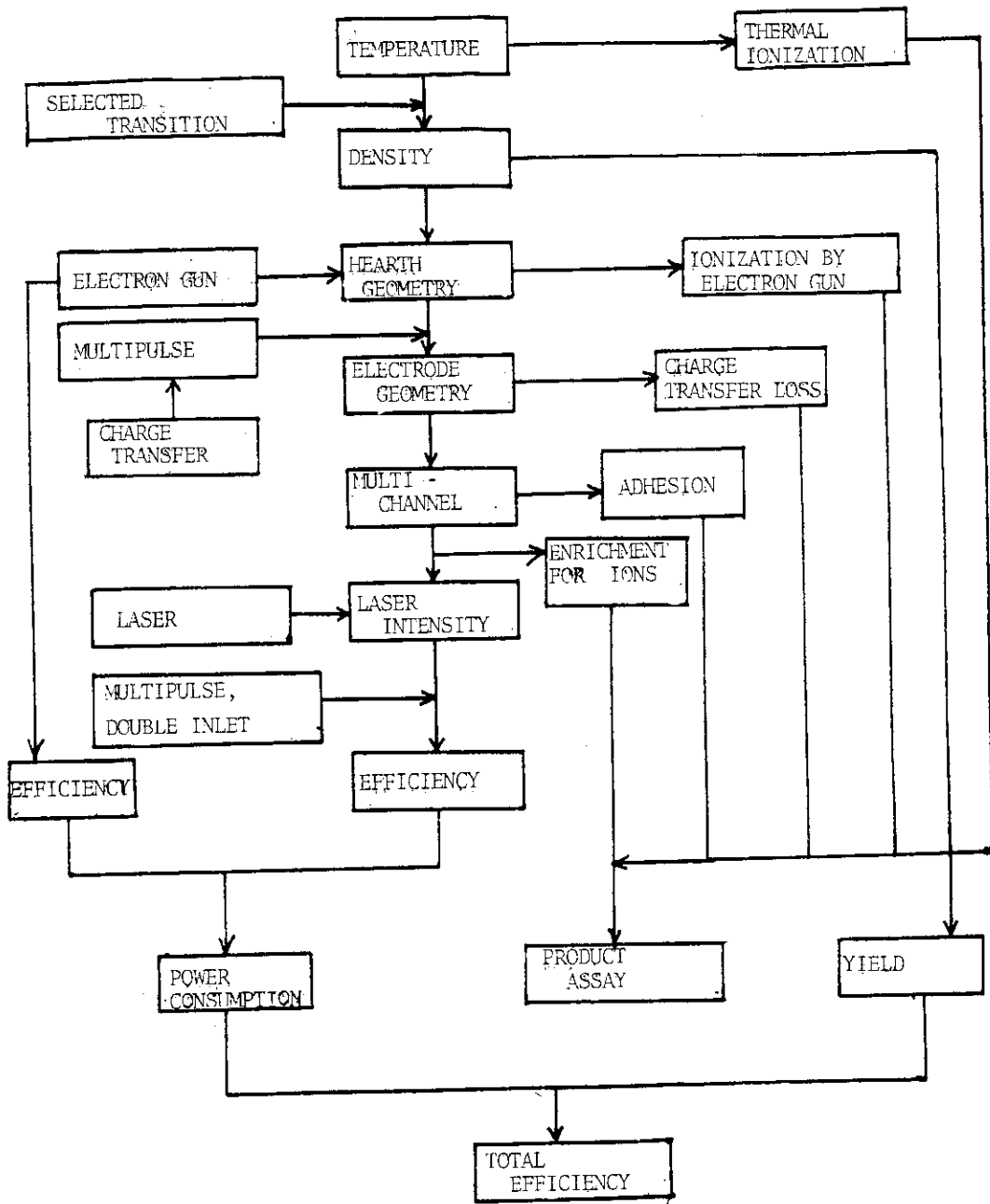


Fig. 47 Flow chart for calculation

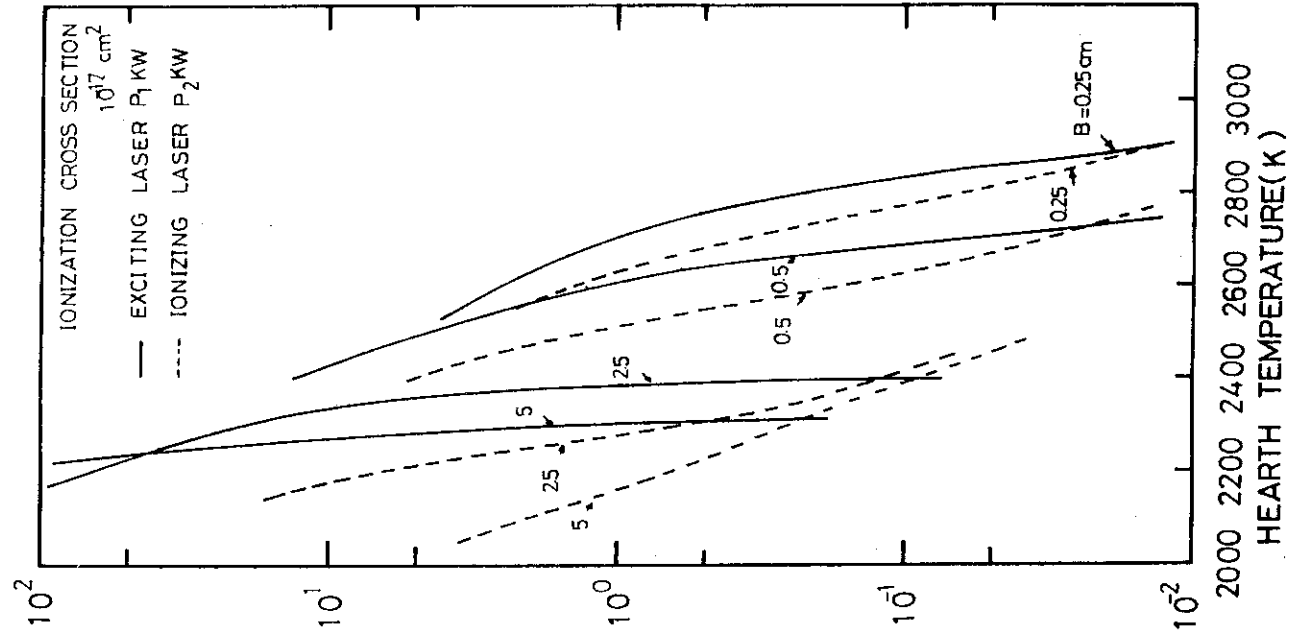


Fig. 49 Dependence of optimum laser peak power on hearth temperature

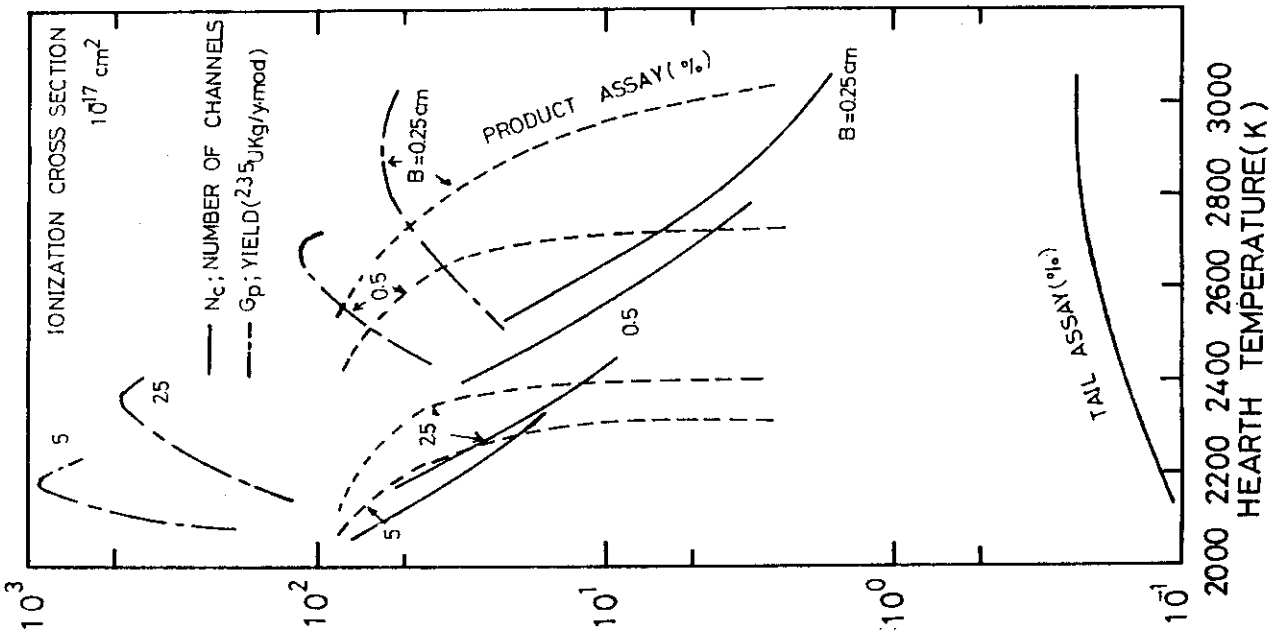


Fig. 48 Dependence of ion yield and product assay on hearth temperature

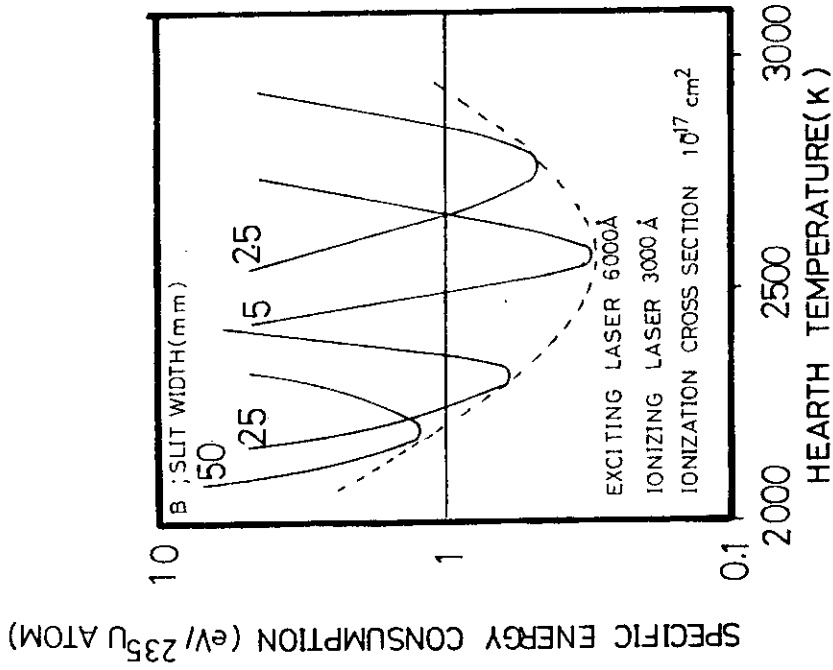


Fig. 51 Minimum specific energy consumption per enriched atom vs. hearth temperature

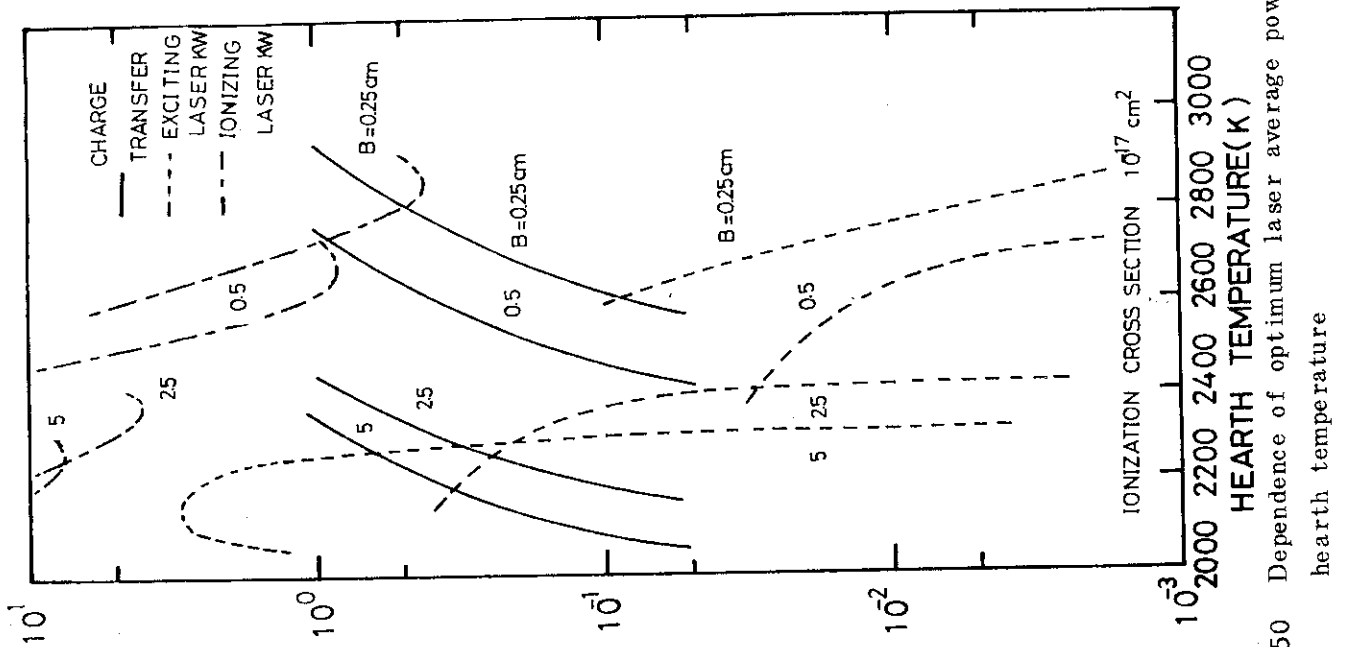


Fig. 50 Dependence of optimum laser average power on hearth temperature

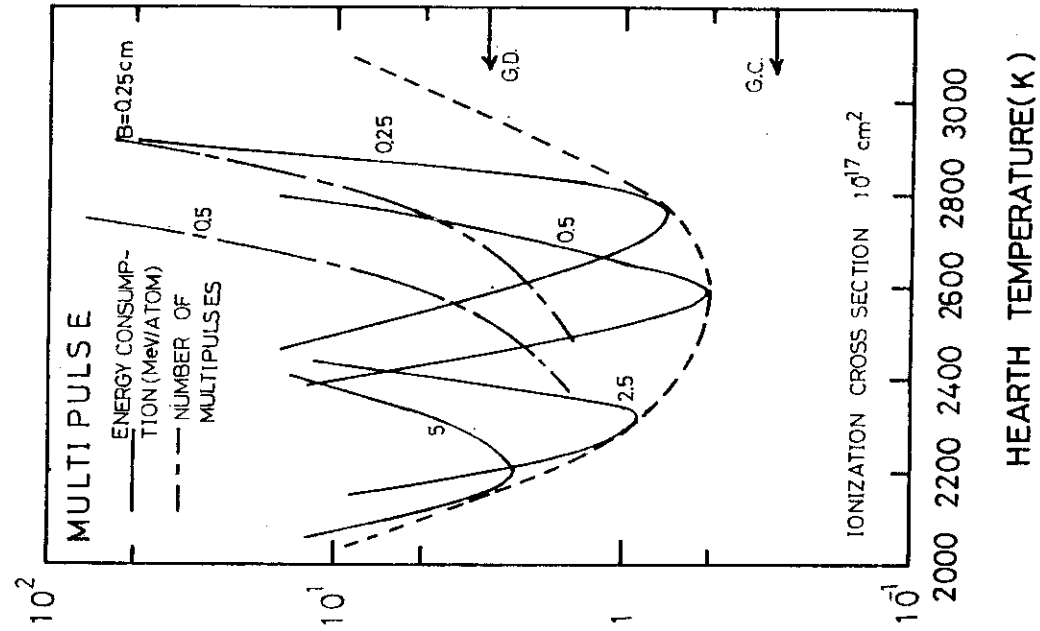


Fig. 52 Dependence of energy required for a module on hearth temperature

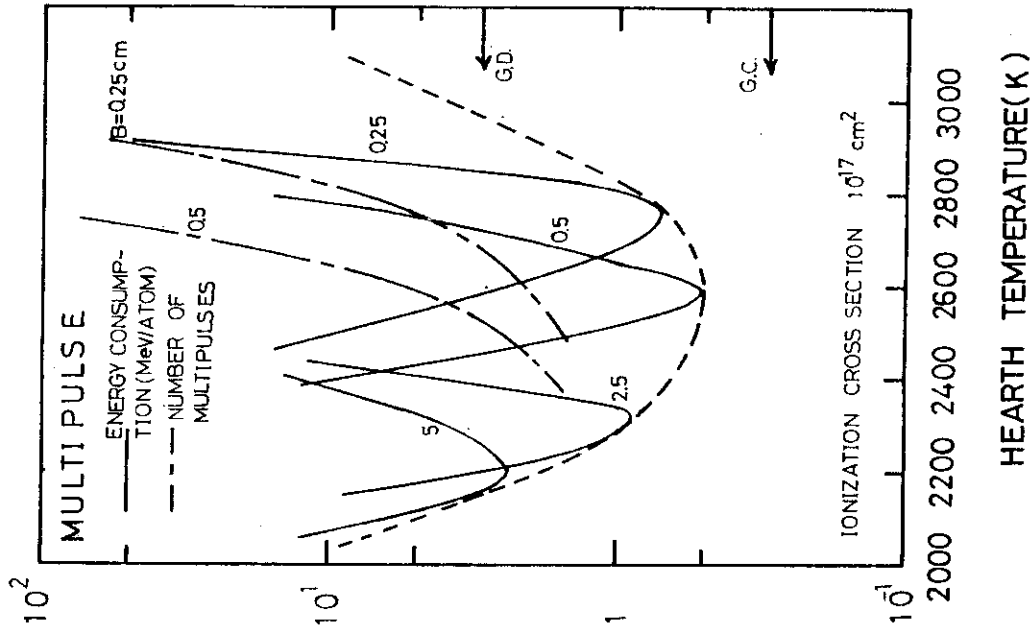


Fig. 53 Minimum specific energy consumption per enriched atom vs. hearth temperature (multipulse)

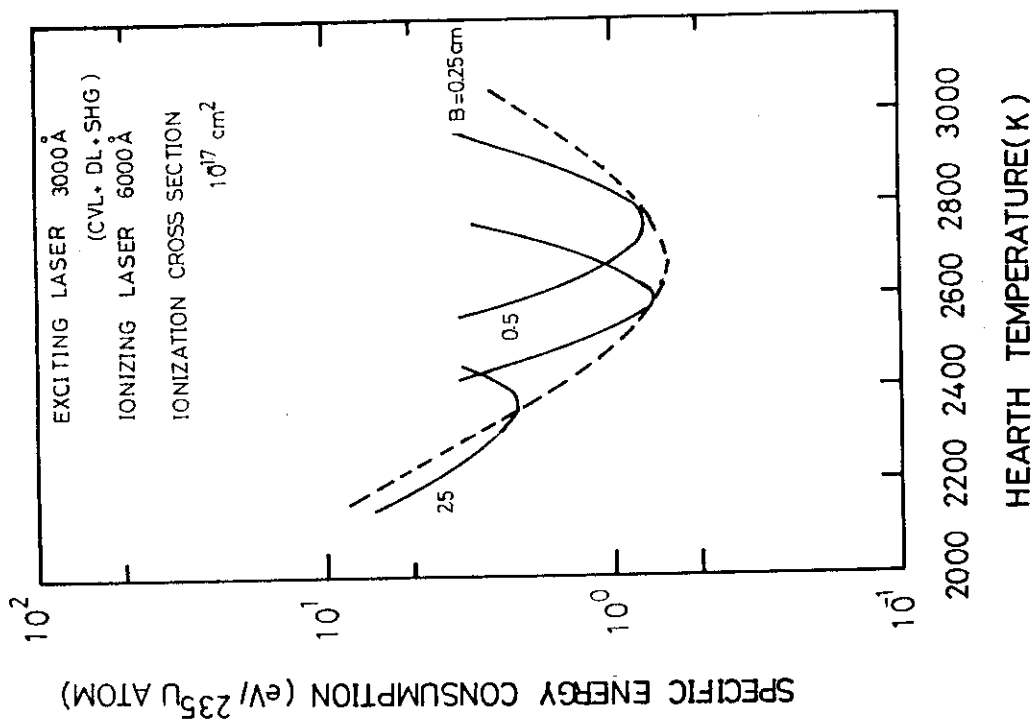


Fig. 54 Minimum specific energy consumption per enriched atom vs. hearth temperature (multipulse)

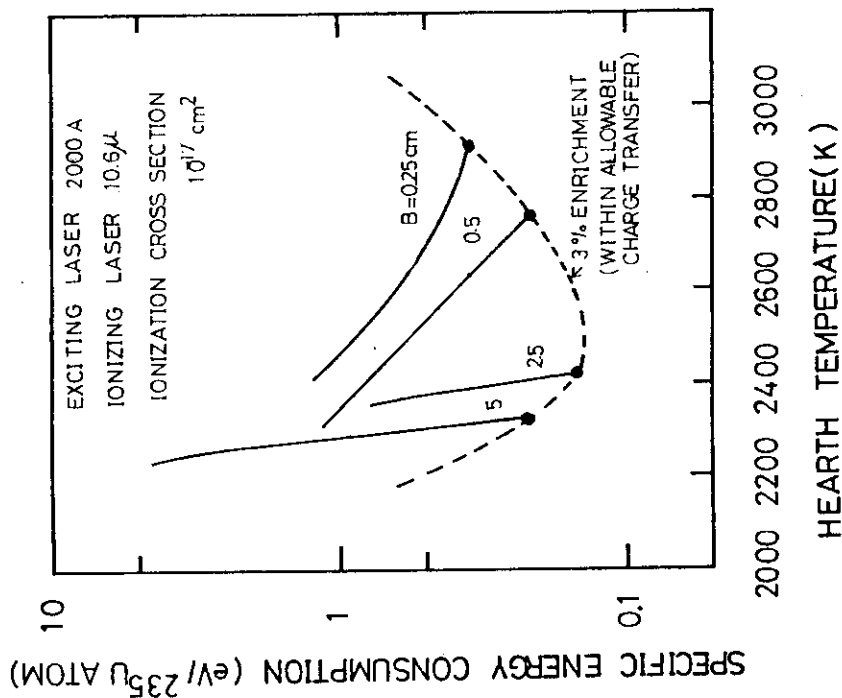


Fig. 55 Minimum specific energy consumption per enriched atom vs. hearth temperature (multipulse)

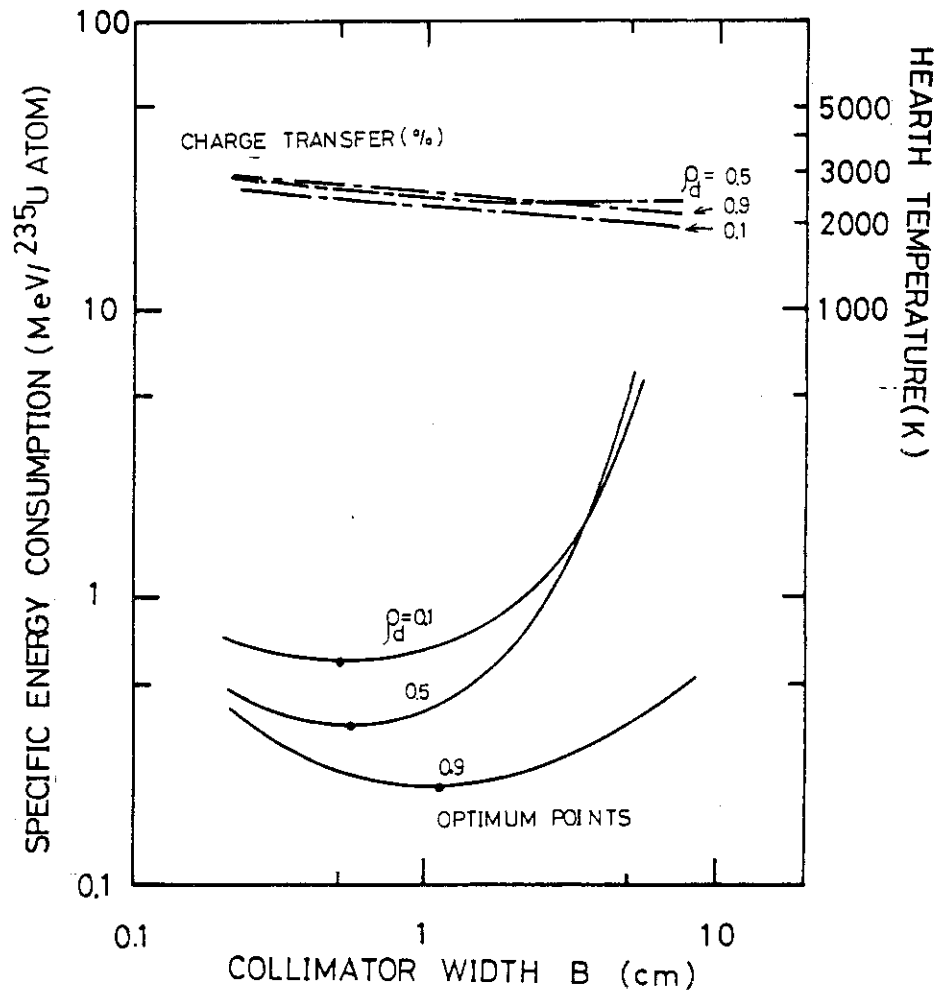


Fig. 56 Minimum specific energy consumption per enriched atom vs. hearth width

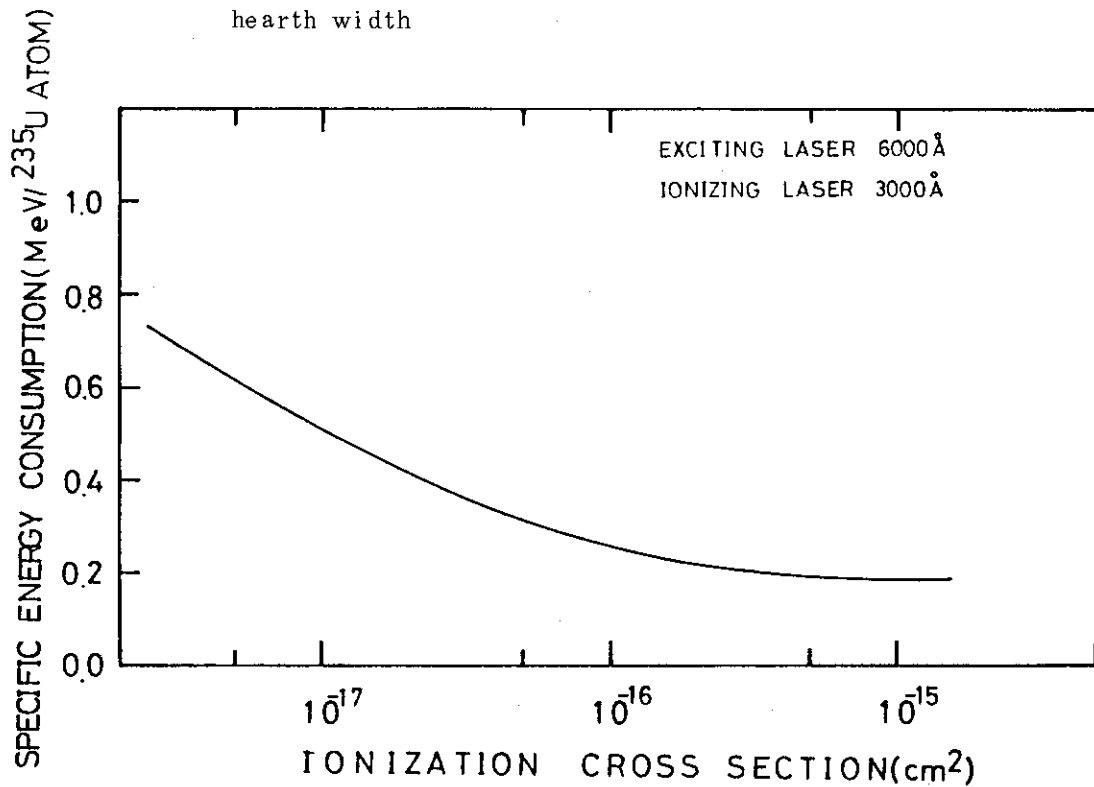


Fig. 57 Minimum specific energy consumption per enriched atom vs. ionization cross section

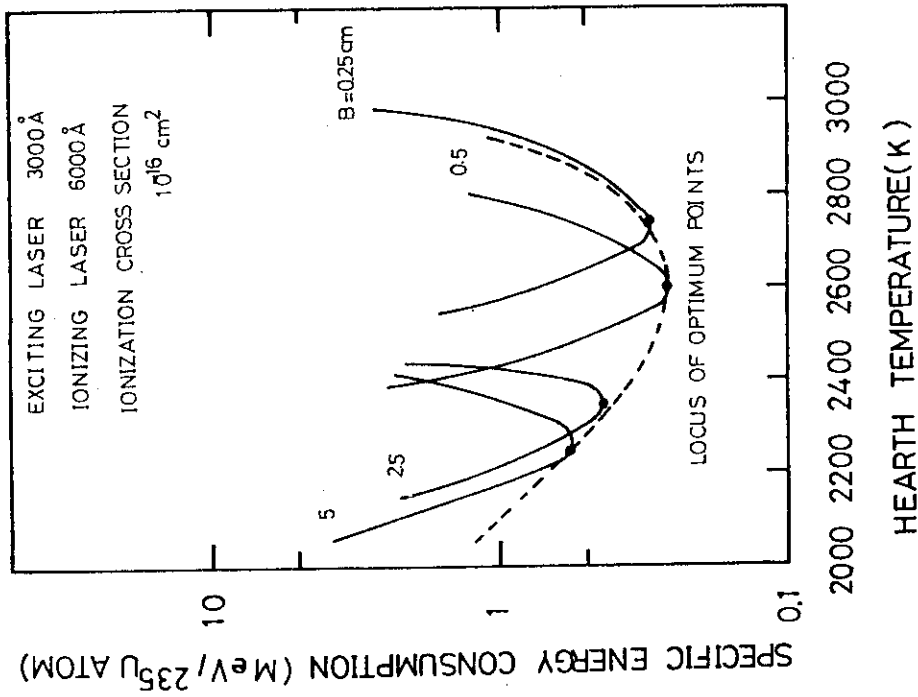


Fig. 58 Minimum specific energy consumption per enriched atom vs. hearth temperature ($\lambda_1 = 3000 \text{ Å}$, $\lambda_2 = 6000 \text{ Å}$, $\sigma_i = 2 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$)

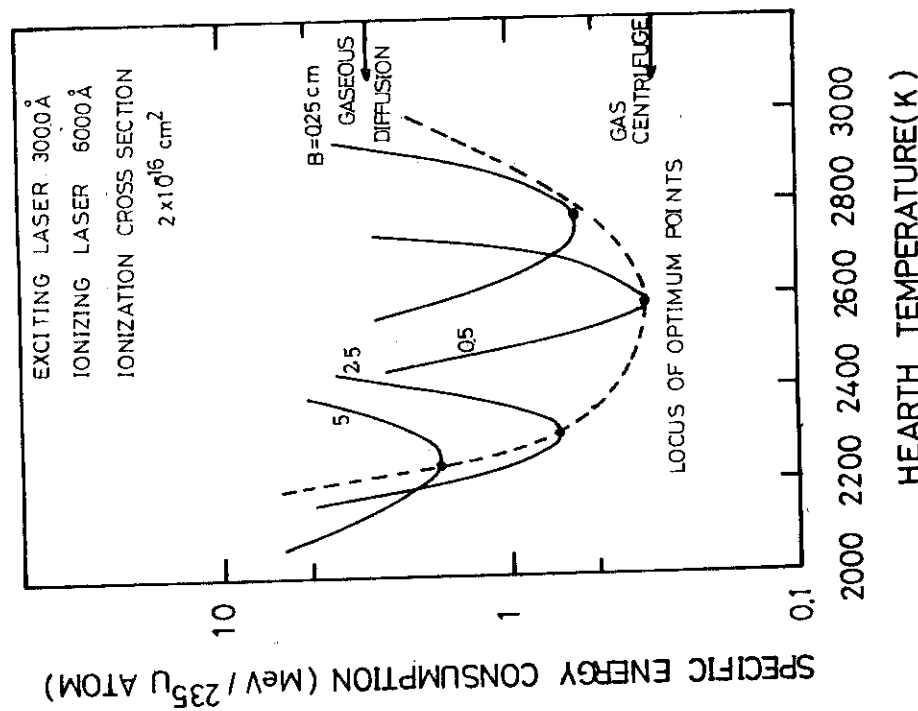


Fig. 59 Minimum specific energy consumption per atom vs. hearth temperature ($\lambda_1 = 3000 \text{ Å}$, $\lambda_2 = 6000 \text{ Å}$, $\sigma_i = 1 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$)

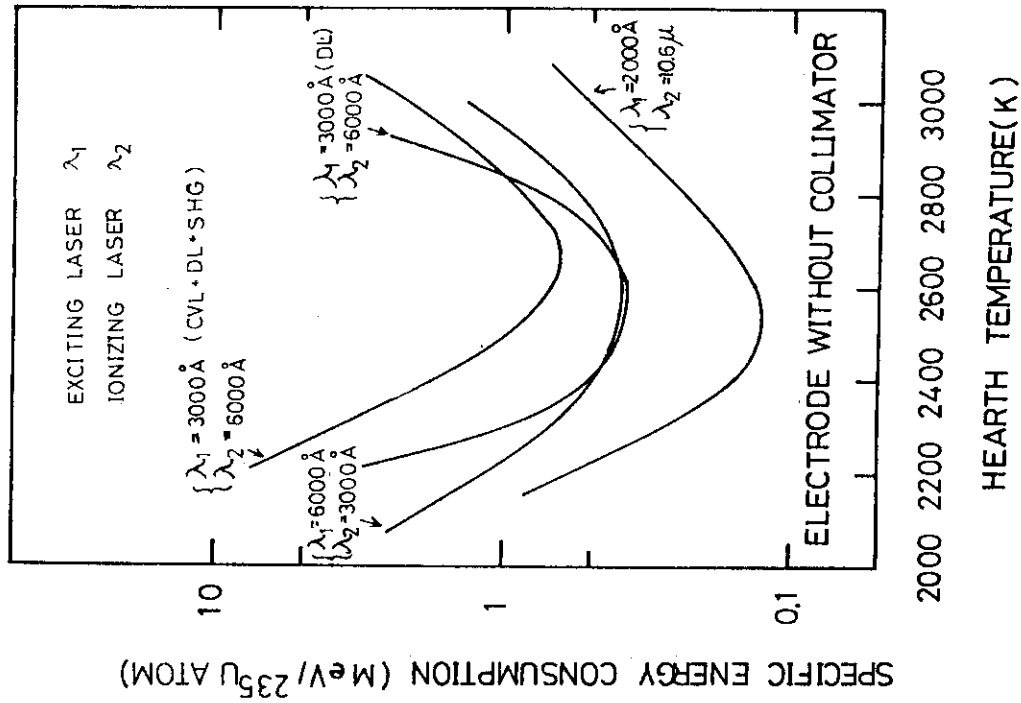


Fig. 61
Minimum specific energy consumption per enriched atom vs. hearth temperature (Including every scheme; without collimator)

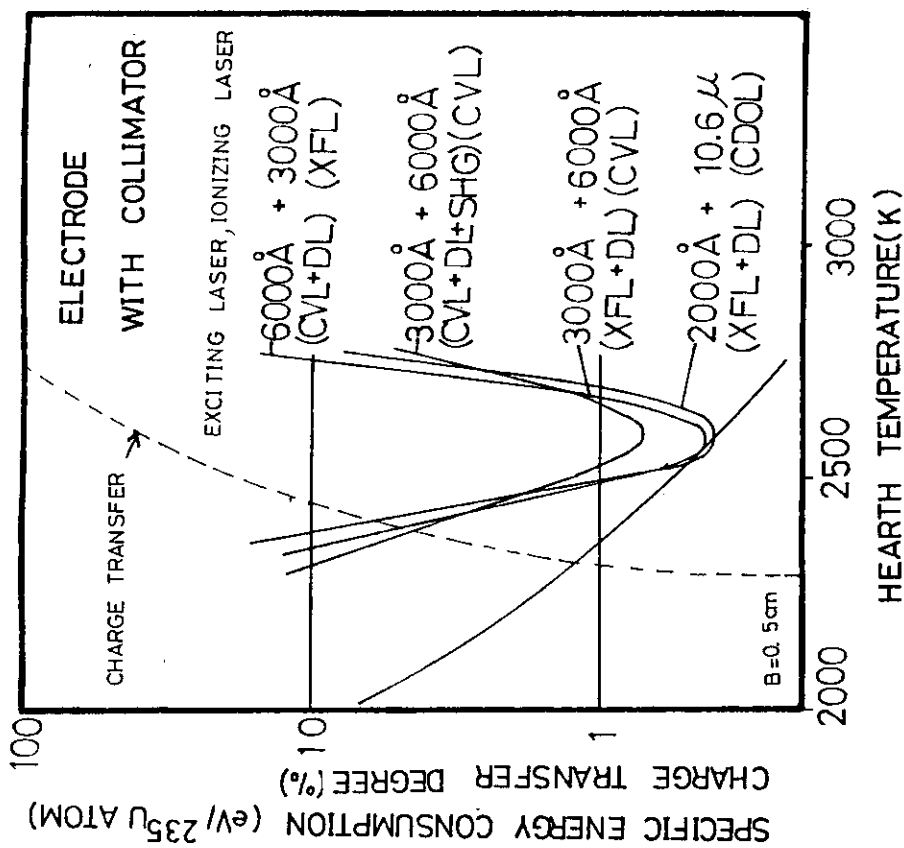


Fig. 60
Minimum specific energy consumption per enriched atom vs. hearth temperature (Including every scheme; with collimator)

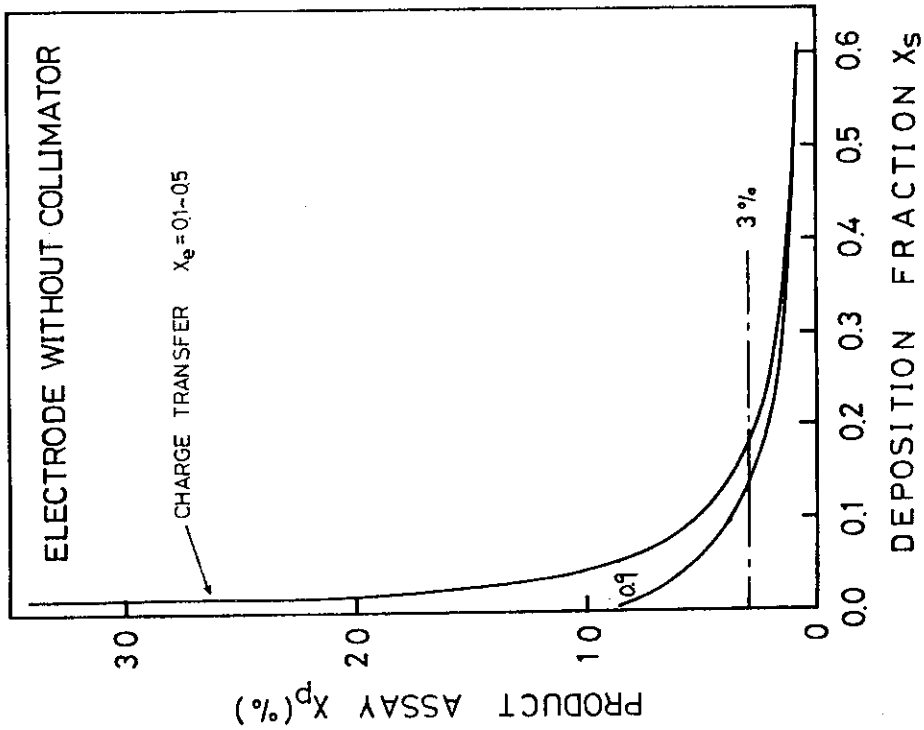


Fig. 62 Dependence of enrichment on deposition of neutral atom upon electrodes (one-side-recovery)

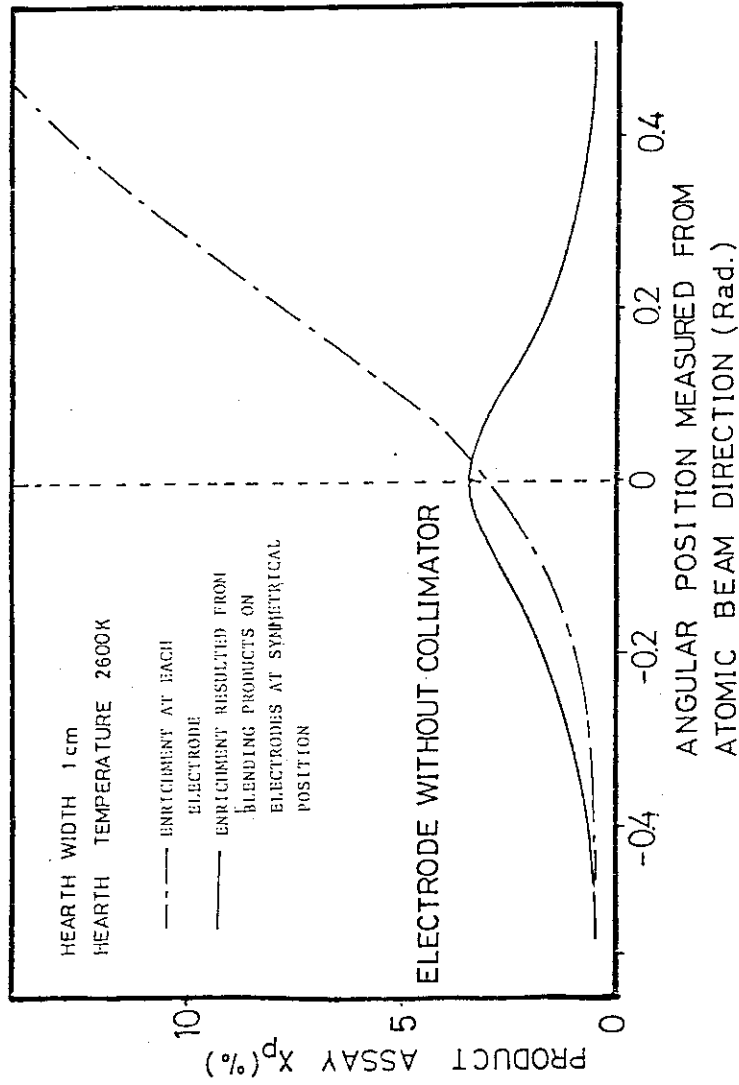


Fig. 63 Dependence of enrichment on deposition of neutral atoms upon electrodes (both-side-recovery)

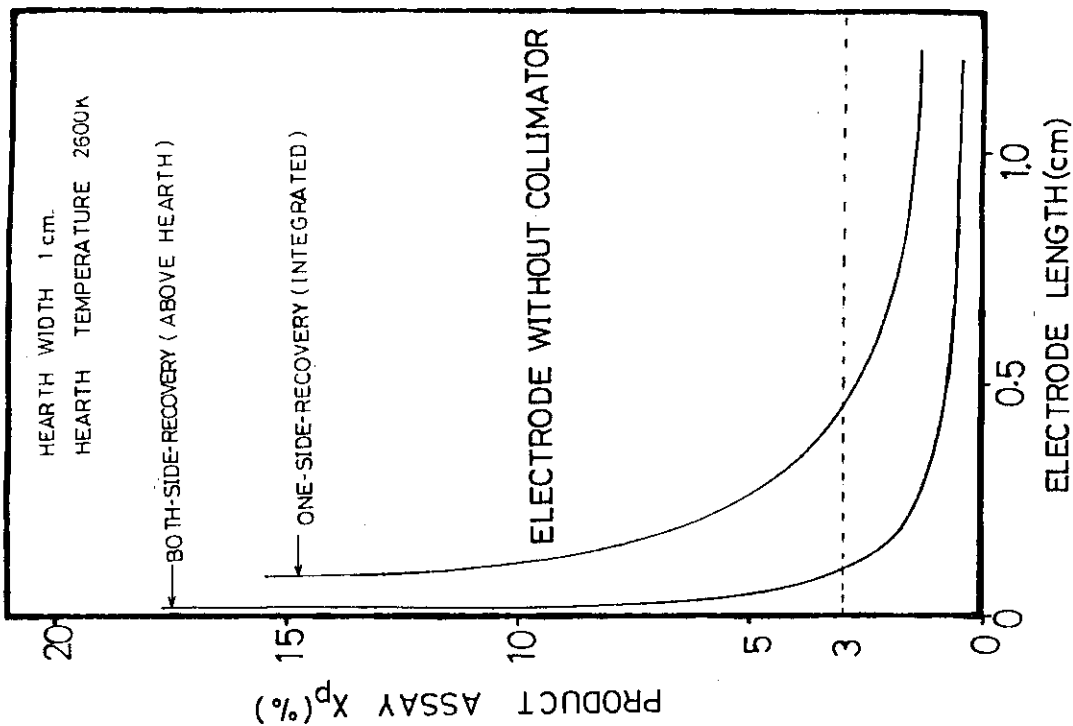


Fig. 64 Comparison between one-side-, and both-side-recovery

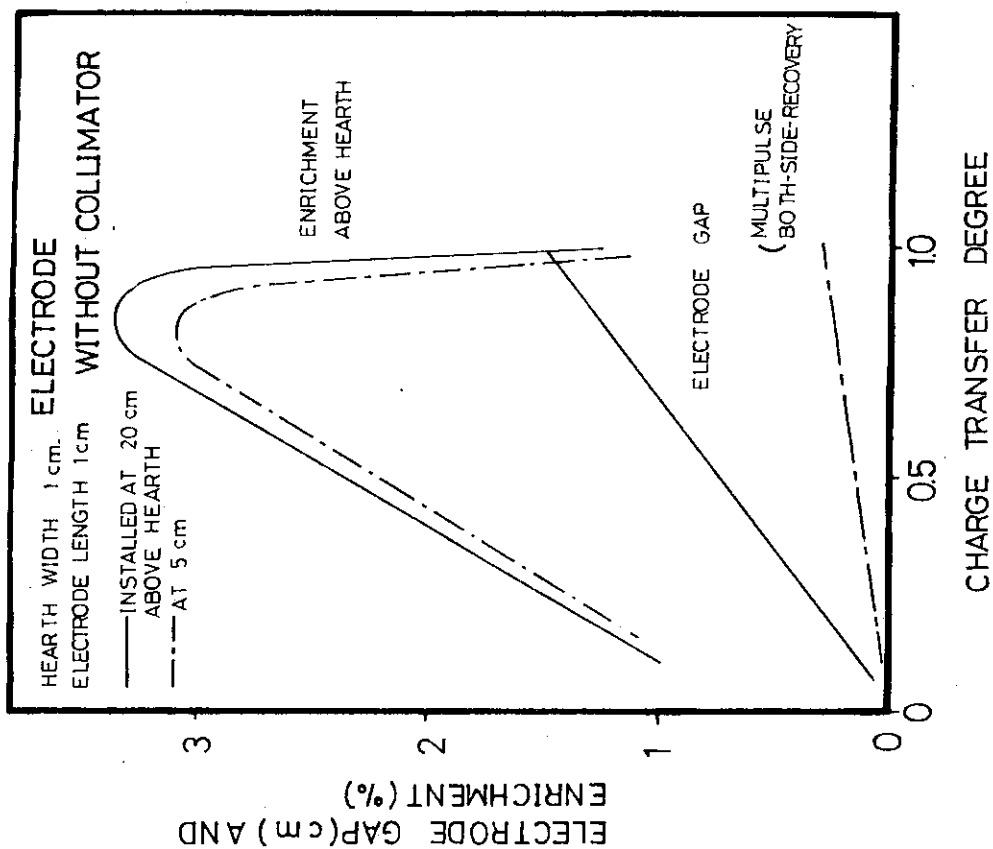


Fig. 65 Available charge transfer for module without collimator

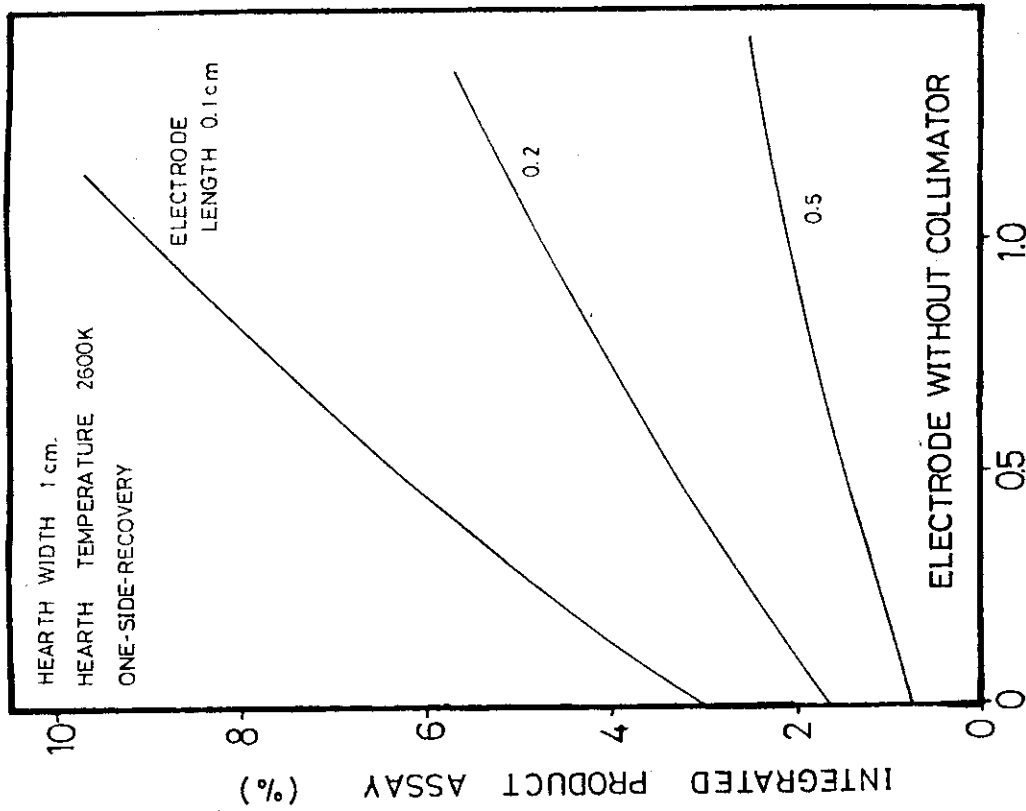


Fig. 66 Integrated product assay for module without collimator

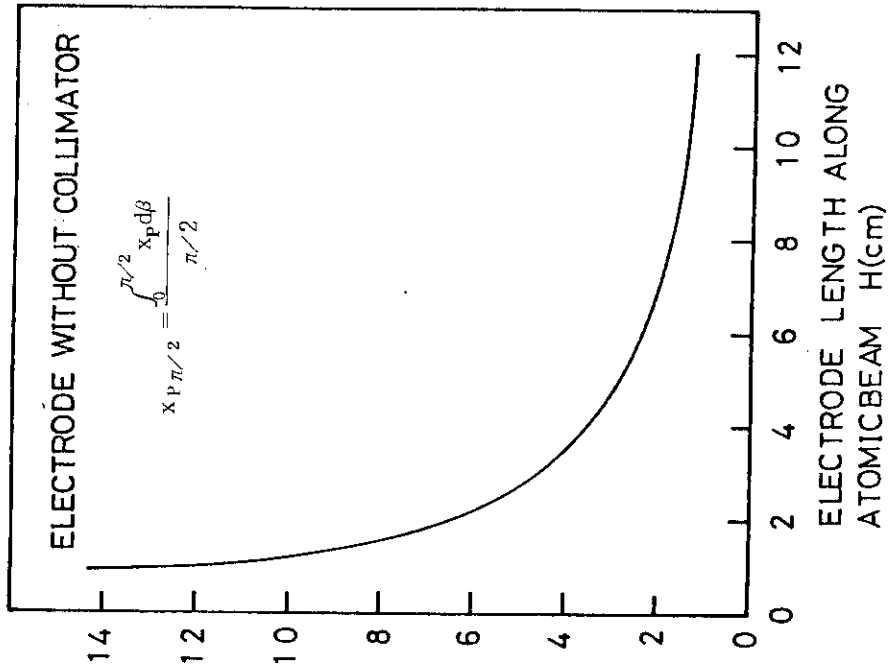


Fig. 67 Deposition parameter chart

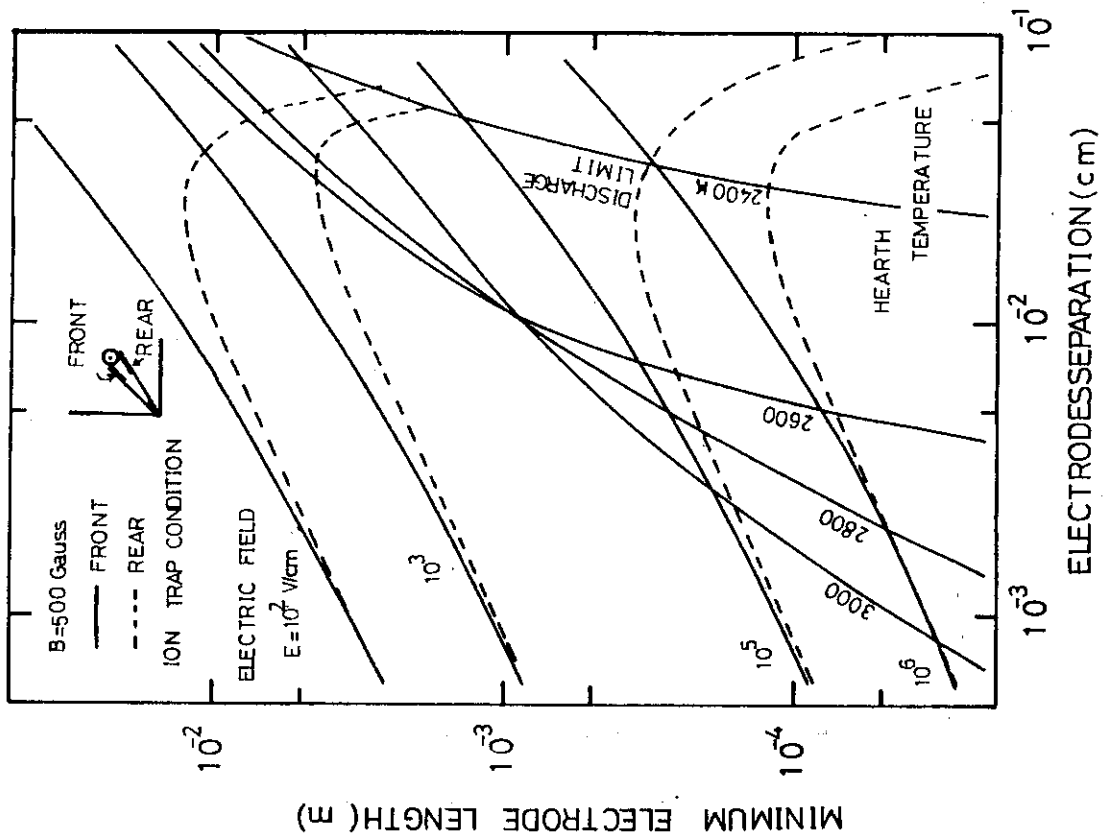


Fig. 68 Minimum electrode length decided by ion trap condition

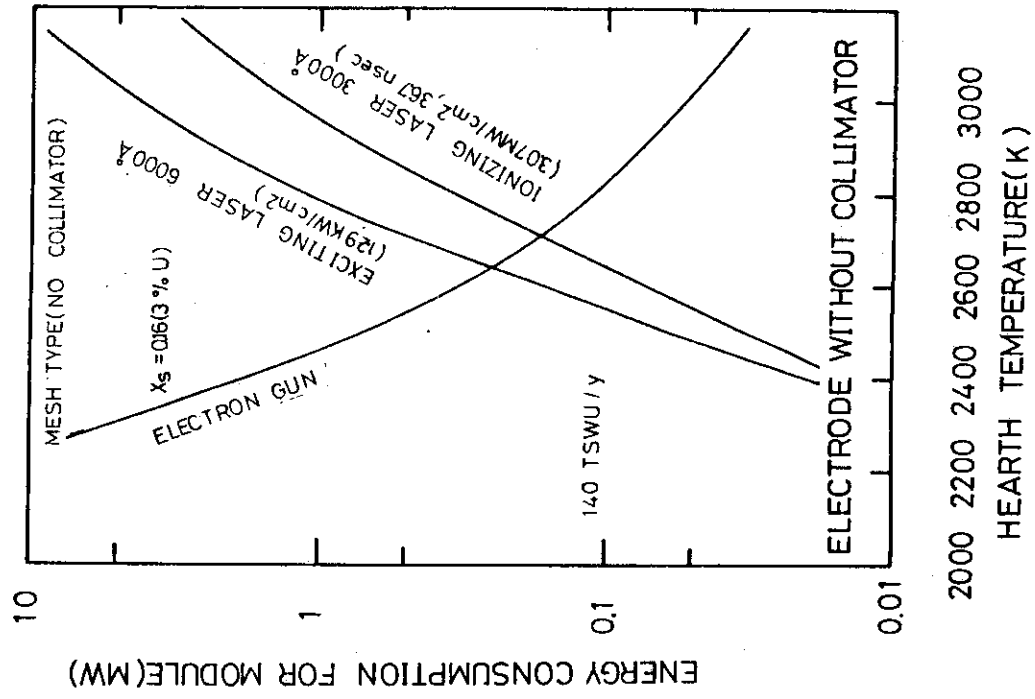


Fig. 69 Dependence of total energy for a module on hearth temperature

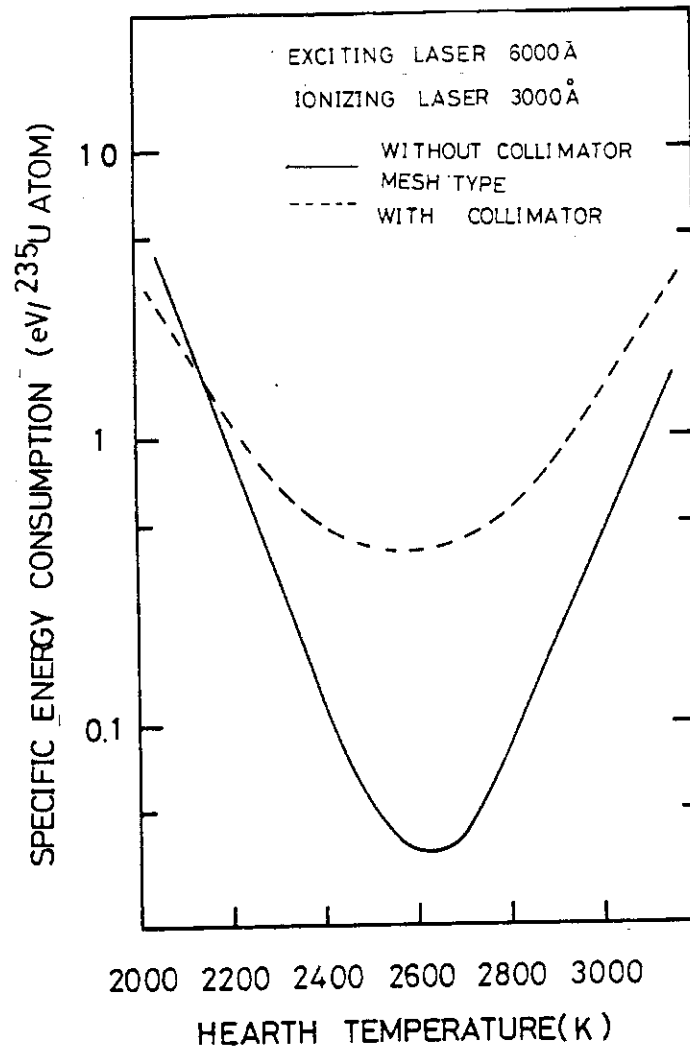


Fig. 70 Energy required for a module equipped with electrodes with and without collimator

4. そ の 他

(1) 回収磁場

モジュール構造から考えて回収磁場はモジュール外部よりソレノイドコイルで与えるものとする。

$$B = \mu_0 H \quad (145)$$

$$H = n I \quad (146)$$

より $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$, $1 \text{ Wb/m}^2 = 10^4$ ガウスを用いて, 必要磁束密度を得るための条件が求まる。

$$R = \frac{4\rho\ell(1+\alpha\Delta T)}{\pi d^2} \quad (147)$$

$$I = \frac{V}{R} \quad (148)$$

より,

$$H = n I = \frac{V d^2}{4\rho(1+\alpha\Delta T)DL} \quad (149)$$

となる。ここに

d; 線 径

D; モジュール径

L; ソレノイド部長さ

である。消費電力Wは

$$W = V I = \frac{V^2 d^2}{4\rho(1+\alpha\Delta T)DL \cdot n} \quad (150)$$

よって式(149), (150)よりHが大きくWが小さくなるように線径とまき数を決定すればよい。

例えば $d = 4.2 \text{ mm}\phi$ を4列で $n = 952 \text{ T/m}$ とし $V = 100 \text{ V}$ とする消費電力 4170 W で 500 ガウスが得られる。レーザーパルス照射時には 100 ガウス程度とするような正弦波を作れば電子銃のスweep磁場と兼用させることも可能である。

(2) 廃棄濃度

廃棄濃度は2.1節でも述べたように準安定状態に存在するウラン原子量があるため完全に零とする, すなわち完全回収することはできない。完全回収するには準安定状態原子を基底状態に落すことが必要であり, このためには適当なクエンチャーを用いる他蒸気源温度を下げるなどの工夫が必要である。

(3) 付着ウランの回収

蒸発ウランフラックスが ϕ であるときの毎秒当りの付着速度は、

$$v_s = \frac{\phi M}{\rho \cdot 6 \times 10^{23}} \quad (151)$$

で示される。例えば2600 Kの条件では、0.1 mmの厚さ付着するのに30秒を要す。例えばこの値を付着限界量とする約1 mの長さのモジュールを2 m/minの速度で移動させなければならぬ。これは1日当り3 kmの距離にもおよぶためモジュール内にて適当な方法で付着ウランを回収する装置が必要となる。例えば著しくウランとの膨張係数の異なる電極材を用い自然はくりを利用する方法なども考えられる。なお回収ウランの臨界については低濃縮ウランの場合には考慮しなくても良いものと考えられる。

(4) その他の付属設備

モジュールに対しては、ルツボ、電子銃、レーザー等の冷却水の他、モジュール真空排気系、ダイ循環装置、レーザー媒質循環装置などが付属設備として必要となるが、消費電力もわずかであるためここでは言及しない。

5. お わ り に

以上単純な分離器を想定し、蒸発、励起、光電離、イオン回収を含めた過程を概観し、種々の工学的問題の抽出を計ると同時に、全過程を通じて必要とされるエネルギーを単位量の製品を得るための比エネルギーとして算出し、これに基づいてエネルギー消費率の最小点を求めた。これらの検討結果をまとめると以下ようになる。

- ① 励起確率と無次元時間の平面においてエネルギー消費一定の曲線を求め、これを電離レーザーに対するパルス繰返し数、平均出力、パルス幅、ピーク出力による制限線で囲まれた部分において図示することにより、実用上到達しうる最小エネルギー点を得た。
- ② 電子銃を用いた原子の蒸発には使用する真空度、衝撃電子の軌跡を考慮した設計を行う必要がある。ルツボ冷却液温度をコントロールすることによってルツボ壁面温度を腐食の生ずる温度にまで上げることなく、かつルツボ壁面上に熱伝導の悪いウラン金属固体を生成させることによりルツボ内部高温ウランからルツボ外への損失熱量を小さくすることができることが分った。また照射レーザービーム断面積を可能なかぎり小さくするために、ルツボ面になるべく近い部分を反応部とする設計を行った。
- ③ 励起レーザーはウラン蒸気自体による吸収のため、電離レーザーは光子利用率増大用として用いられるミラーの反射損失のためそれぞれ減衰する。このような光のパルスにおける照射強度の変化に対処するために光を分割して導入するなどの方法を考えたが、必ずしもエネルギー的に有利となるものではないことが分った。
- ④ 中性原子の回収電極上への付着を防止する目的でコリメーターを設けると高濃縮が可能となるが収量は減少する。コリメーターを設けない場合には蒸発面に対する電極の配置を十分考慮することにより蒸発角の一部において低濃縮ウランを生産することができる。むしろこのような構成とする方が核拡散の点からも望ましいと言える。

また回収時には電荷交換による濃縮度の低下を防止しなければならないが、このためには適切な密度と電極間幅が存在する。電荷交換により回収されなかった²³⁵Uは繰返しレーザー光を照射することにより回収率を上げることが可能である。こうした方法ではエネルギー面よりからも設備面からの制約が大きい。

さらに電極の原子ビーム方向長さはイオン回収に対し最小値を持ち、この値は電極間距離により変化することなどが分った。

- ⑤ ここでは本プロセスのエネルギー消費の面から見た場合の最適値を求めたが、今後は設備面も含めて考慮するいわゆる経済評価が必要となる。

謝 辞

本報告書の作成にあたり御激励を賜った岩本多實燃料工学部長に深く感謝の意を表します。

5. お わ り に

以上単純な分離器を想定し、蒸発、励起、光電離、イオン回収を含めた過程を概観し、種々の工学的問題の抽出を計ると同時に、全過程を通じて必要とされるエネルギーを単位量の製品を得るための比エネルギーとして算出し、これに基づいてエネルギー消費率の最小点を求めた。これらの検討結果をまとめると以下ようになる。

- ① 励起確率と無次元時間の平面においてエネルギー消費一定の曲線を求め、これを電離レーザーに対するパルス繰返し数、平均出力、パルス幅、ピーク出力による制限線で囲まれた部分において図示することにより、実用上到達しうる最小エネルギー点を得た。
- ② 電子銃を用いた原子の蒸発には使用する真空度、衝撃電子の軌跡を考慮した設計を行う必要がある。ルツボ冷却液温度をコントロールすることによってルツボ壁面温度を腐食の生ずる温度にまで上げることなく、かつルツボ壁面上に熱伝導の悪いウラン金属固体を生成させることによりルツボ内部高温ウランからルツボ外への損失熱量を小さくすることができることが分った。また照射レーザービーム断面積を可能なかぎり小さくするために、ルツボ面になるべく近い部分を反応部とする設計を行った。
- ③ 励起レーザーはウラン蒸気自体による吸収のため、電離レーザーは光子利用率増大用として用いられるミラーの反射損失のためそれぞれ減衰する。このような光のパルスにおける照射強度の変化に対処するために光を分割して導入するなどの方法を考えたが、必ずしもエネルギー的に有利となるものではないことが分った。
- ④ 中性原子の回収電極上への付着を防止する目的でコレクターを設けると高濃縮が可能となるが収量は減少する。コレクターを設けない場合には蒸発面に対する電極の配置を十分考慮することにより蒸発角の一部において低濃縮ウランを生産することができる。むしろこのような構成とする方が核拡散の点からも望ましいと言える。

また回収時には電荷交換による濃縮度の低下を防止しなければならないが、このためには適切な密度と電極間幅が存在する。電荷交換により回収されなかった²³⁵Uは繰返しレーザー光を照射することにより回収率を上げることが可能である。こうした方法ではエネルギー面よりからも設備面からの制約が大きい。

さらに電極の原子ビーム方向長さはイオン回収に対し最小値を持ち、この値は電極間距離により変化することなどが分った。

- ⑤ ここでは本プロセスのエネルギー消費の面から見た場合の最適値を求めたが、今後は設備面も含めて考慮するいわゆる経済評価が必要となる。

謝 辞

本報告書の作成にあたり御激励を賜った岩本多實燃料工学部長に深く感謝の意を表します。

参 考 文 献

- (1) Landolt - Bornstein, 6. Aufl. Bd. II/2a. Dampfdruck anorganischer Verbindungen.
- (2) Steinhaus, D. W. : " Present status of the analyses of the first and second spectra of Uranium (U I and U II) as derived from measurements of optical spectra," LA-4501 (1971)
- (3) 藤井哲, 上原春男, 佐野川好母, 世古口言彦, 伝熱工学の進展, 養賢堂発行 (1973)
- (4) 日本学術振興会第 132 委員会編, 電子・イオンビームハンドブック, 日刊工業新聞社 (1973)