



JP0050732

JAERI-Research
2000-033



電子ビーム加熱で生成した
ウラン原子の準安定準位分布

2000年8月

大場 弘則・西村 昭彦・小倉 浩一・柴田 猛順

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

本レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。
入手の問い合わせは、日本原子力研究所研究情報部研究情報課（〒319-1195 茨城県那珂郡東海村）あて、お申し越してください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319-1195 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。

This report is issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Research Information Division, Department of Intellectual Resources, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, 319-1195, Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 2000

編集兼発行 日本原子力研究所

電子ビーム加熱で生成したウラン原子の準安定準位分布

日本原子力研究所東海研究所物質科学研究部

大場 弘則・西村 昭彦⁺・小倉 浩一⁺・柴田 猛順

(2000年7月3日受理)

レーザー誘起蛍光法を用いて電子ビーム加熱生成したウラン原子の準安定準位密度を測定した。準安定準位密度分布から求めた原子励起温度は、推定蒸発面温度(～3000 K)より低く、蒸発量を増加させるとともに2000 K程度まで低下することがわかった。

東海研究所：〒319-1195 茨城県那珂郡東海村白方白根2-4

+ 関西研究所光量子科学研究センター

JAERI-Research 2000-033

Metastable States' Population of Uranium Atoms Produced by Electron-Beam Heating

Hironori OHBA, Akihiko NISHIMURA⁺, Koichi OGURA⁺ and Takemasa SHIBATA

Department of Materials Science
Tokai Research Establishment
Japan Atomic Energy Research Institute
Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken

(Received July 3, 2000)

The metastable states' population densities of uranium atoms produced by electron-beam heating were measured by the laser induced fluorescence method. The atomic excitation temperature derived from the metastable state distribution was lower than the evaporation surface temperature. With increasing deposition rate, the atomic excitation temperature decreased to about 2000 K.

Keywords: Metastable States' Densities, Uranium, Atomic Beam, Electron-beam Evaporation, Population, Atomic Excitation Temperature, Laser Induced Fluorescence method

⁺Advanced Photon Research Center, Kansai Research Establishment

目 次

1. はじめに	1
2. 実験方法	2
3. 実験結果	2
4. 考 察	4
5. おわりに	5
参考文献	6

Contents

1. Introduction	1
2. Experimental Procedure	2
3. Experimental Results	2
4. Discussion	4
5. Conclusion	5
References	6

This is a blank page.

1. はじめに

原子法レーザーウラン濃縮は電子ビーム加熱により生成したウラン蒸発原子にレーザー光を照射し、 ^{235}U のみをイオン化してこれを電極に回収する。ウラン原子の価電子は $5f^3 6d 7s^2$ で基底準位近傍に準安定準位数が非常に多い¹⁾。Fig.1はウランの基底準位近傍のエネルギー準位で、基底状態近傍を $5f^3(^4I_{9/2}) 6d_{3/2} 7s^2$ と $5f^3(^4I_{9/2}) 6d_{5/2} 7s^2$ のJ-j結合を考慮した図である²⁾。レーザー濃縮では 0 cm^{-1} および 620 cm^{-1} のエネルギー準位が選択励起レーザー光の照射対象と考えられており、 620 cm^{-1} より上の 3801 cm^{-1} 以上の準位はすべて損失することになる。Fig.2にウラン原子が熱平衡にある場合の準安定準位の占有率を示した。電子ビーム加熱でウランを蒸発させる場合、蒸発面温度を高温(3000 K以上)にする。この時の熱励起や加熱用電子ビームによる励起で、蒸発原子が 3801 cm^{-1} 以上の準位に分布する可能性がある。基底準位と準安定準位にどのように分布するかはレーザー分離の対象となる原子密度を知る上で重要である。

我々は、ウランと同様、基底準位近傍に準安定準位があるガドリニウム³⁾について、電子ビーム加熱で蒸発させた時の準位密度分布を測定している。準位密度から求めた原子励起温度は蒸発面温度よりも遙かに低く、しかも蒸発量の増加に伴い原子励起温度はさらに低下することを明らかにしている^{4,5)}。このとき、ガドリニウムの加速も同時に起きており、蒸発面近傍での膨張冷却時に原子間衝突で原子の励起エネルギーが運動エネルギーに移り原子励起温度が低下していると考えた⁶⁻⁸⁾。ウラン原子については、Travis等⁹⁾が総説において、電子ビーム加熱蒸発された原子の基底準位と 620 cm^{-1} 準安定準位の密度測定から、両準位の占有率は全体の95%、すなわち原子励起温度は蒸発面温度に比べて非常に低くなると述べている。その実験の詳細は明らかにされていないが、ガドリニウムと同様に蒸発部での膨張冷却により原子励起温度が低下していると考えられる。ここでは、ガドリニウムの原子励起温度を測定した装置を用いてウランの原子励起温度を測定し、ガドリニウムの場合と比較してみた。

ガドリニウムの準安定準位密度分布はレーザー光吸収法で測定しており、ウランも光吸収により原子励起温度測定を試みた。しかし、光吸収が観測された準位は 0 cm^{-1} と 620 cm^{-1} の2つであり、 3801 cm^{-1} 以上の準位については熱平衡状態での占有率が低いこと、しかも用いた色素レーザーの波長範囲にある吸収線で gf 値(g は統計重率、 f は振動子強度)が十分大きなものがないことから、光吸収を観測できなかった。このため、検出感度が良いレーザー誘起蛍光法を用いて 0 、 620 、 3801 cm^{-1} の各準位の密度を測定し原子励起温度を求めた。

2. 実験方法

Fig. 3 にレーザー光方向からみた実験装置内部の断面図を示す。原子ビームは水冷銅るつばにタングステン製の円筒と金属ウランを入れ、電子銃(日本電子社製 JEBG-203UB)で加熱して生成させた。なお、タングステン円筒は液体ウランの対流を抑制し、蒸発量を増加させるためのものである¹⁰⁾。10 mm×100 mm のスリットを通過した原子ビームに蒸発面から 310 mm の高さでレーザー光を照射した。光照射部でのウラン蒸発量はるつばから 620 mm の高さで水晶振動子型膜厚計(Inficon 社製)を用いて測定し、0.5~10 Å/s の範囲で変化させた。

ウラン原子をエキシマレーザー(Lambda-Physics 社製 LPX120i)励起の色素レーザー(Lambda-Physics 社製 FL3002E)で励起し、その蛍光スペクトルを観測した。実験に用いた励起スキームを Fig. 4 に示す。0 cm⁻¹(J=6)、620 cm⁻¹(J=5)、3801 cm⁻¹(J=7)にあるウラン原子を 26225 cm⁻¹(J=6)の準位に色素レーザー光で励起した。用いたレーザー光強度が十分強いと、吸収が飽和し、下準位と励起準位の密度比は統計重率の比に等しくなる。どの準位から励起された場合でも励起準位からの蛍光は同じ準位からなので、波長、寿命等は同じで検出効率も同じと考えられる。従って、蛍光強度を測定して 0 cm⁻¹、620 cm⁻¹、3801 cm⁻¹の準位の密度比を求めることができる。

パルスレーザー光を用いた測定は蒸着速度が 3 Å/s 以下の領域でのみ行った。一方、ウラン原子ビーム速度をレーザー誘起蛍光法で測定している。アルゴンイオンレーザー(Spectra-Physics 社製 2030)励起のリング色素レーザー(Spectra-Physics 社製 380D)連続発振光(線幅~500kHz)でウラン原子を励起し、蛍光を測定した。このとき用いた遷移は 0 cm⁻¹(J=6)–16900 cm⁻¹(J=5)、620 cm⁻¹(J=5)–17362 cm⁻¹(J=6)、および 3801 cm⁻¹(J=7)–20529 cm⁻¹(J=6)、でローダミン 6G の色素を用いた。入射レーザー光径およびパワー密度はそれぞれ 5 mm、0.124 W/cm²であり、このときの蛍光強度は各準位密度に比例する。ウラン蒸発量を変えながら蛍光を測定し、蛍光強度の蒸着速度依存性をパルス色素レーザーで測定した 2.5 Å/s でのデータを基準にして、10 Å/s までの準位密度比を求めた。

3. 実験結果

Fig. 5 に 0 cm⁻¹–26225 cm⁻¹、620 cm⁻¹–26225 cm⁻¹、3801 cm⁻¹–26225 cm⁻¹ 付近の蛍光スペクトルの測定例を示す。本測定では蛍光強度が用いたレーザー光で十分飽和していることが重要である。Fig. 6 に 0 cm⁻¹、620 cm⁻¹、3801 cm⁻¹ から遷移させた蛍光スペクトル強度の飽和特性を示す。0 cm⁻¹ からの遷移では、レーザー光強度を変えても蛍光強度はほとんど変化してい

ないので、 $150 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ で十分飽和していると言える。 0 cm^{-1} からの遷移の gf 値は 2.9 である。これから、飽和レーザー光強度を推定すると $0.8 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ となり、実験に用いた強度では十分飽和して当然であることがわかる。また、 620 cm^{-1} からの遷移については $40 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 以上で、 3801 cm^{-1} からの遷移についても $60 \mu\text{J}/\text{cm}^2$ 以上で飽和していることがわかる。これらの遷移については振動子強度が報告されていないので飽和レーザー光強度の推定は行っていない。

レーザー光照射前の下準位の密度 $N_{l,k}$ は、レーザー光照射時の励起準位の密度 $n_{ex,k}$ と下準位の密度 $n_{l,k}$ および下準位と励起準位の統計重率 $g_{l,k}$ 、 $g_{ex,k}$ を用いて

$$\begin{aligned} n_{l,k} + n_{ex,k} &= N_{l,k}, \\ \frac{n_{ex,k}}{n_{l,k}} &= \frac{g_{ex,k}}{g_{l,k}} \end{aligned} \quad (1)$$

となる。これより、

$$n_{ex,k} = \frac{g_{ex,k}}{g_{l,k} + g_{ex,k}} N_{l,k}, \quad (2)$$

と表される。また蛍光強度 I_k は $n_{ex,k}$ に比例する。従って各準位密度 $N_{l,k}$ は

$$N_{l,k} \propto \frac{g_{l,k} + g_{ex,k}}{g_{ex,k}} I_k, \quad (3)$$

となる。

Fig. 7 に蒸着速度を変えたときの 0 cm^{-1} 、 620 cm^{-1} 、 3801 cm^{-1} からの遷移で放出される蛍光強度を示す。 0 cm^{-1} 、 620 cm^{-1} 、 3801 cm^{-1} の g 値はそれぞれ 13、11、15、励起状態の g 値は 13 である。縦軸のスケールは、 0 cm^{-1} から励起状態の遷移について $(13+13)/13$ 倍である。 620 cm^{-1} からは $(11+13)/13$ 、 3801 cm^{-1} からの遷移に対しては $(15+13)/13$ にしている。これにより Fig. 7 は蒸着速度を変えたときの原子密度比を示していることになる。蒸着速度が $2.5 \text{ \AA}/\text{s}$ で 0 cm^{-1} 、 620 cm^{-1} 、 3801 cm^{-1} の原子密度比は $1 : 0.55 : 0.12$ であった。

Fig.8(a)、(b)にリング色素レーザー光を用いたときの蛍光スペクトル測定例を示す。遷移は $0 \text{ cm}^{-1} - 16900 \text{ cm}^{-1}$ の遷移で、蒸発量 $3.1 \text{ \AA}/\text{s}$ と $9.9 \text{ \AA}/\text{s}$ 時のものである。なお、2つのピークのうち、広がりを持ったピークは、ウラン蒸気速度を測定するためにレーザー光を約 7.7° で折り返して再入射した時のドップラーシフトしたスペクトルである。蛍光強度は、Fig. 8 の水平入射レーザー光から検出された蛍光のスペクトル形状を積分して求めた。

ここで、パルスレーザー光で求めた $2.5 \text{ \AA}/\text{s}$ での準位密度比を基準にして、リング色素レーザー光で求めた相対強度を用いて $10 \text{ \AA}/\text{s}$ までの準位密度を求めた。Fig. 9 は準位密度の蒸着速度依存性である。 0 cm^{-1} 、 620 cm^{-1} の準位密度は蒸着速度にほぼ比例して増加するのに対して 3801 cm^{-1} の準位密度は飽和の傾向を示している。準位密度比のボルツマンプロットを Fig.10 に示

す。なお、縦軸は各準位密度を統計重率で割った値で示している。各蒸着速度でのプロットはほぼ直線に載っているため、準位密度はボルツマン分布していることがわかる。直線の傾きから求めた原子励起温度を Fig. 11 に示す。図には蒸着速度と飽和蒸気圧から推定したウラン蒸発面温度¹¹⁾も示した。本測定では蒸着速度が1~10 Å/sなので蒸発面温度は2650~2970 Kと変化する。蒸着速度が1 Å/sの時、蒸発面温度よりも高いのは電子ビームによる励起によるものと思われる。原子励起温度は蒸発量増加にともない蒸発面温度よりも低くなり、蒸着速度が10 Å/sでは原子励起温度は2000 K程度まで低下している。

4. 考 察

Fig.12 は蒸発面での原子密度と原子励起温度の関係で、図中には同じ装置を用いて測定したガドリニウムの結果も示した。原子密度は膜厚計で測定した蒸着速度から表面温度を推定して求めた。ウランの原子励起温度は、ガドリニウムと同じように蒸発量の増加に伴い低下して蒸発面温度よりも低くなっている。本実験装置で生成した原子ビームは600~1100 m/sの間で加速されている¹²⁾。この加速と同時に、蒸発面近傍での膨張冷却時に原子間衝突で原子の励起エネルギーが運動エネルギーに移り原子励起温度が低下していることが考えられ、ガドリニウムと同様の結果がウランについても得られた。しかしながら、ガドリニウムは蒸発量が0 Å/sの極限では原子励起温度は蒸発面温度とほぼ一致しているのに対して、ウランの場合、蒸発量が少ない領域では原子励起温度が蒸発面温度より高くなっている。また、蒸発面温度と原子励起温度の差がガドリニウムの方が大きい。この原因としては電子ビーム投入電力の影響が考えられる。準位密度を測定する時、ガドリニウムでは1~2.5 kWの電子ビーム入力で蒸発させている。これに対して蒸気圧が低いウランでは電子ビームを5~10 kWまで入力させており、ガドリニウムより4~5倍も投入電力が大きい。電子ビームによる蒸発原子の励起がウランの場合ガドリニウムと比べて大きいため、低蒸発量での原子励起温度が蒸発面温度より高くなっているものと考えられる。また、ウランでは電子ビームによる励起で表面温度より高い温度から低下するので、蒸発量を増加させても原子励起温度の低下が遅いと考えられる。

Fig.13 は計測位置での原子密度と0、620 cm⁻¹の準位にある原子密度を蒸着速度に対して示したものである。計測位置での原子密度は膜厚計で測定した蒸着速度と原子ビーム速度¹²⁾から求めた。0、620 cm⁻¹の準位密度は、原子密度と原子励起温度から求めた占有率の積から求めた。蒸発量が増加すると原子ビーム速度が高くなるので、原子密度は蒸着速度に対して比例せず、傾きが低下の傾向を示す。これに対して0 cm⁻¹および620 cm⁻¹の準位密度は蒸着速度

が増大しても傾きがあまり低下しない。蒸着速度の増大で 0 cm^{-1} 、 620 cm^{-1} の準位占有率が高くなるので、原子ビーム速度が高くなっても、準位密度は蒸着速度にほぼ比例して増加する。これは、Fig.9 の測定結果と同様の傾向である。

原子法レーザーウラン濃縮で分離の対象とされているのはウランの基底準位および 620 cm^{-1} の準位であるが、準安定準位密度分布が 3000 K 程度の蒸発面温度と熱平衡ならば、Fig.2 から 0 cm^{-1} および 620 cm^{-1} の準位に分布するウラン原子の割合は 72% 程度となり、これ以外の 3801 cm^{-1} 以上の高いエネルギー準位に分布するウラン原子は分離の対象とならず損失となることが心配されていた。本測定での原子励起温度では 0 cm^{-1} および 620 cm^{-1} の準位に分布する割合は 85% 程度である。Travis 等⁹⁾ は 0 cm^{-1} と 620 cm^{-1} の準位を合わせた占有率が全体の 95% 以上になると報告しているが、蒸発面温度を 3300 K まで加熱した結果である。本実験装置でも蒸発面温度を 3300 K まで加熱させたとすると、蒸発面での原子密度は本実験結果の約 16 倍にもなり、原子励起温度も 2000 K よりはるかに低くなって、基底準位と 620 cm^{-1} の準安定準位を合わせた占有率は 95% 以上になるのであろう。

5. おわりに

レーザー誘起蛍光法を用いて電子ビーム加熱生成したウラン原子の準安定準位分布を測定した。原子励起温度は推定蒸発面温度より低くしかも蒸発量を増加させるとともにさら低くなり、ガドリニウムと同様に蒸発部での膨張冷却により原子励起温度が低下していることが確認された。しかし、原子励起温度がガドリニウムほどは低下していない。その理由として、ウランは蒸気圧が低く、蒸発には加熱用電子ビーム入力を大きくする必要があるので、蒸発部近傍での電子ビームによる原子励起が多く起こり、高い励起温度から原子間衝突で低下しているためと考えられる。本測定では 0 cm^{-1} と 620 cm^{-1} とを合わせた占有率は 85% 程度であったが、よりウランを大量に蒸発させる装置では原子間衝突が頻繁になり原子励起温度が低下し、 0 cm^{-1} と 620 cm^{-1} の占有率はさらに上昇すると思われる。

なお、本報告は科学技術庁からの受託研究「レーザー法ウラン濃縮技術開発」の成果の一部である。

参考文献

- 1) Blaise J. and Radziemski, Jr L. J.: J. Opt. Soc. Am., 66, 644 (1976).
- 2) Judd B.R. :Phys. Rev., 125, 613(1962).
- 3) Blaise J., Chevillard J., Verges, J. Wyart J. F. and van Kleef Th. A. M.: Spectrochimica Acta 26B, 1 (1971).
- 4) 西村昭彦, 有澤孝, 大場弘則, 小倉浩一, 柴田猛順: 真空, 34, 639(1991)
- 5) Nishimura, A., Arisawa, Ohba, H., T. and Shibata, T.: J. Vac. Sci. Technol. A11,1516(1993).
- 6) 西村昭彦, 有澤孝, 小倉浩一, 大場弘則, 柴田猛順: 真空, 35, 305(1992)
- 7) 西村昭彦, 有澤孝, 小倉浩一, 大場弘則, 柴田猛順: 真空, 35, 637(1992)
- 8) Nishimura, Ohba, H., T. and Shibata, T.: J. Nucl. Sci. Technol. 29,1054(1992).
- 9) Travis, D. N. and Wort, D. J. H.: "Separation phenomena in liquid and gases", Second Workshop, (1989)p637(Vol. 2, edited by Louvet, P., Noe, P. and Soubbramayer)
- 10) 大場弘則, 小倉浩一, 西村昭彦, 柴田猛順: JAERI-Tech 99-047(1999)
- 11) 大場弘則, 柴田猛順: JAERI-Research 98-069(1998)
- 12) 大場弘則, 小倉浩一, 西村昭彦, 田村浩司, 柴田猛順: JAERI-Research 99-043(1999)

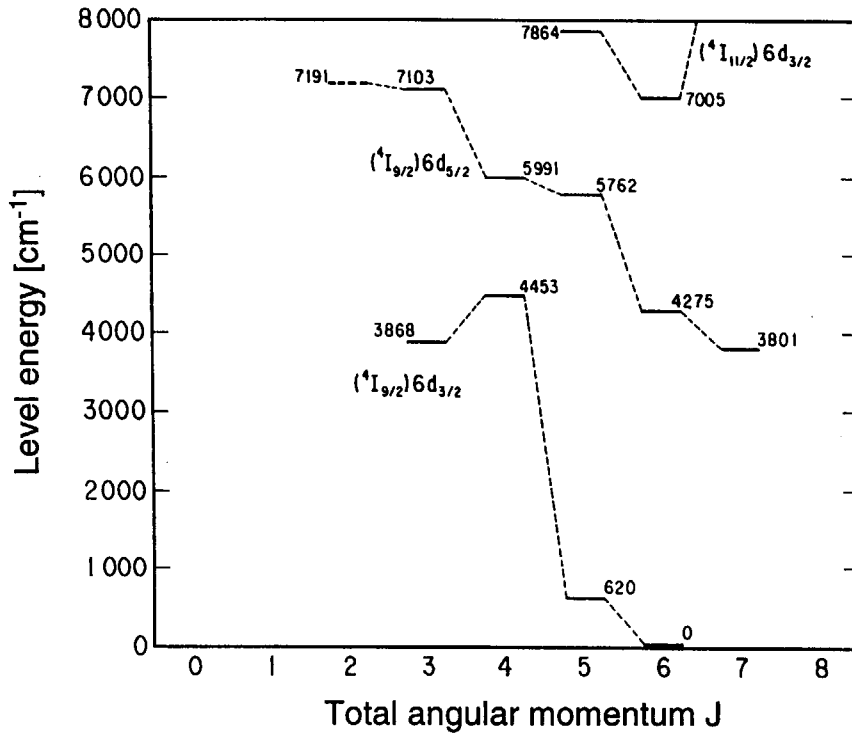


Fig. 1. Low-lying energy levels of uranium atom.

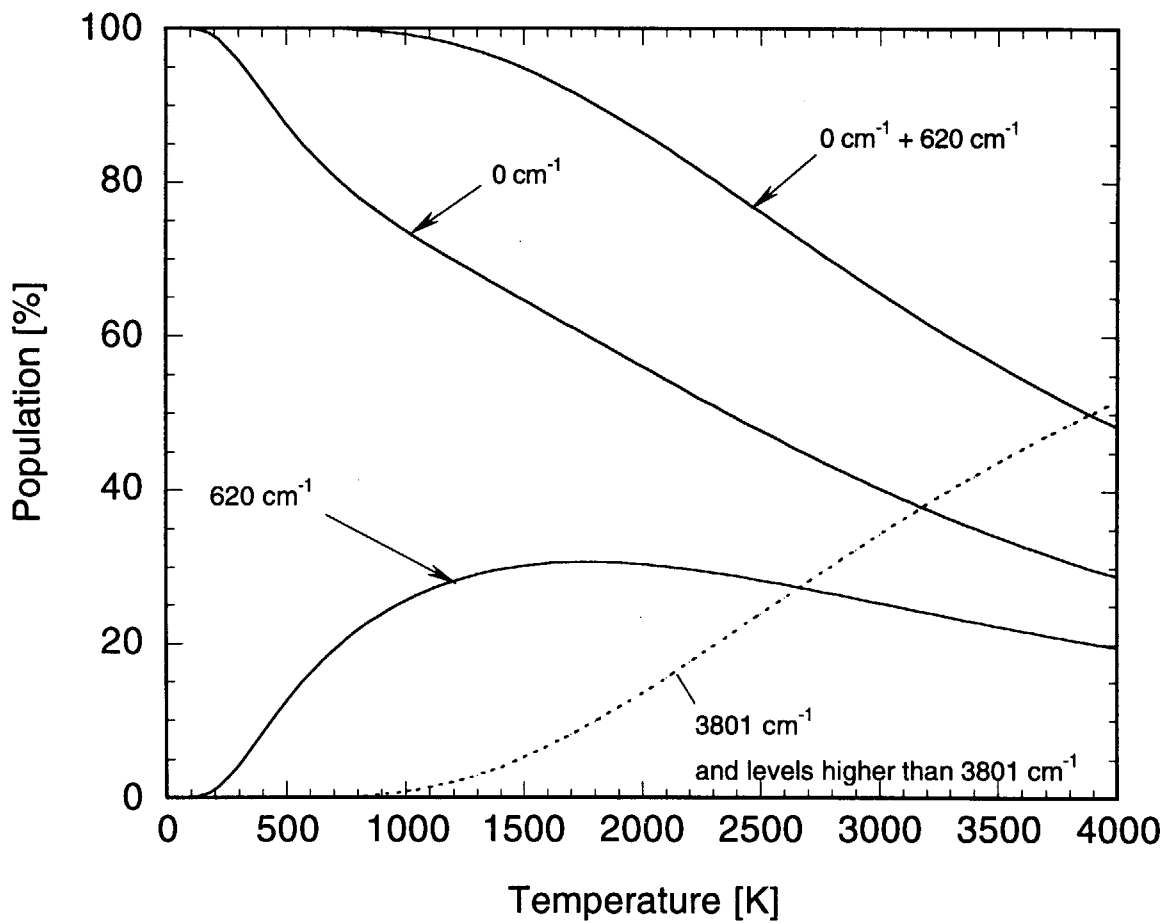


Fig. 2. Population of uranium atom under thermal equilibrium.

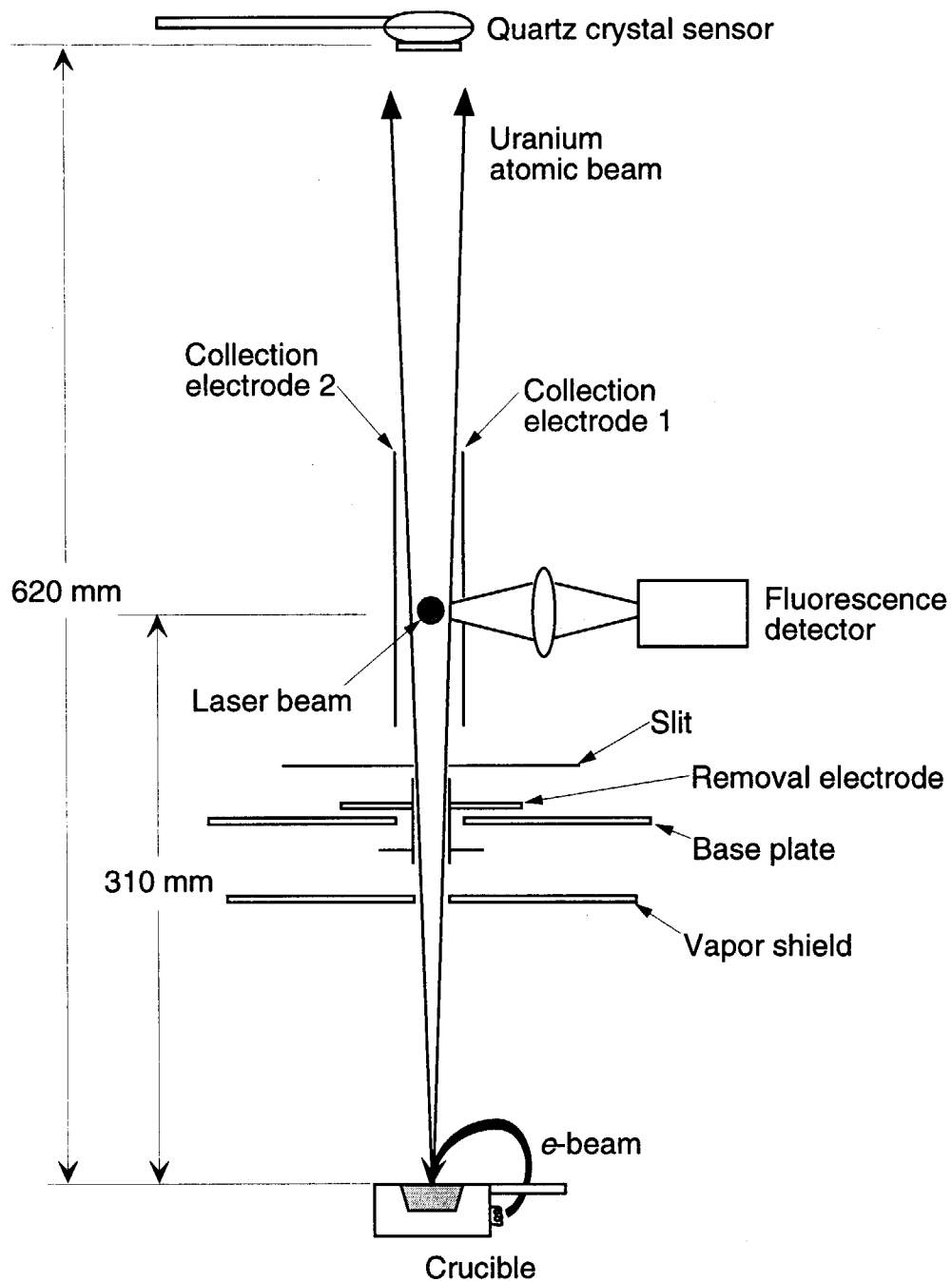


Fig.3. Cross sectional drawing of experimental apparatus.

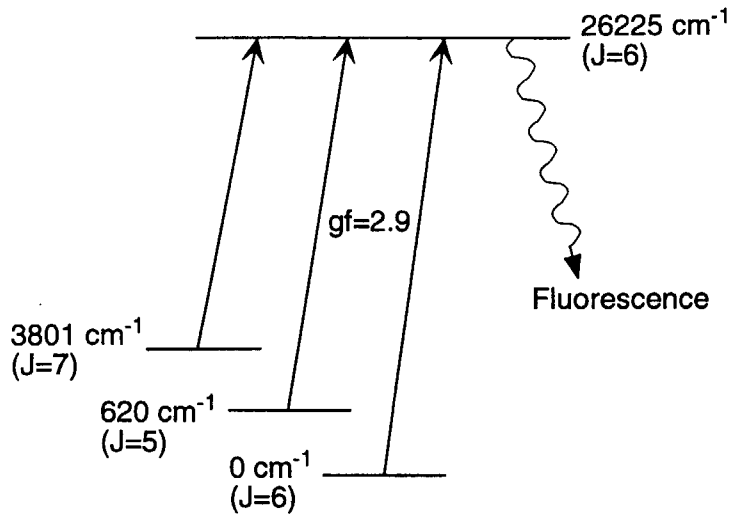


Fig. 4. Excitation scheme of uranium atom for measurement of metastable levels population.

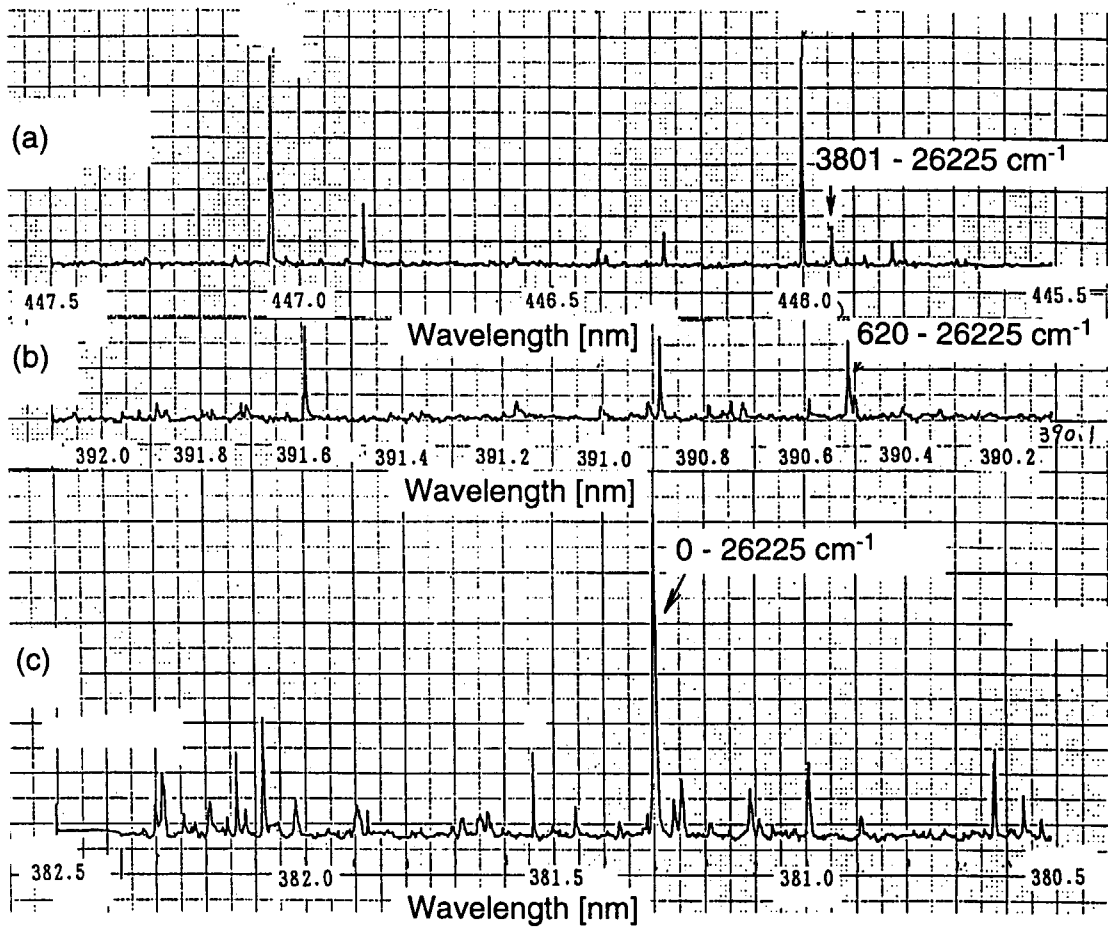


Fig. 5. Examples of fluorescence spectra of uranium around the transition wavelengths. (a): $0 - 26225 \text{ cm}^{-1}$, (b): $620 - 26225 \text{ cm}^{-1}$, (c): $3801 - 26225 \text{ cm}^{-1}$.

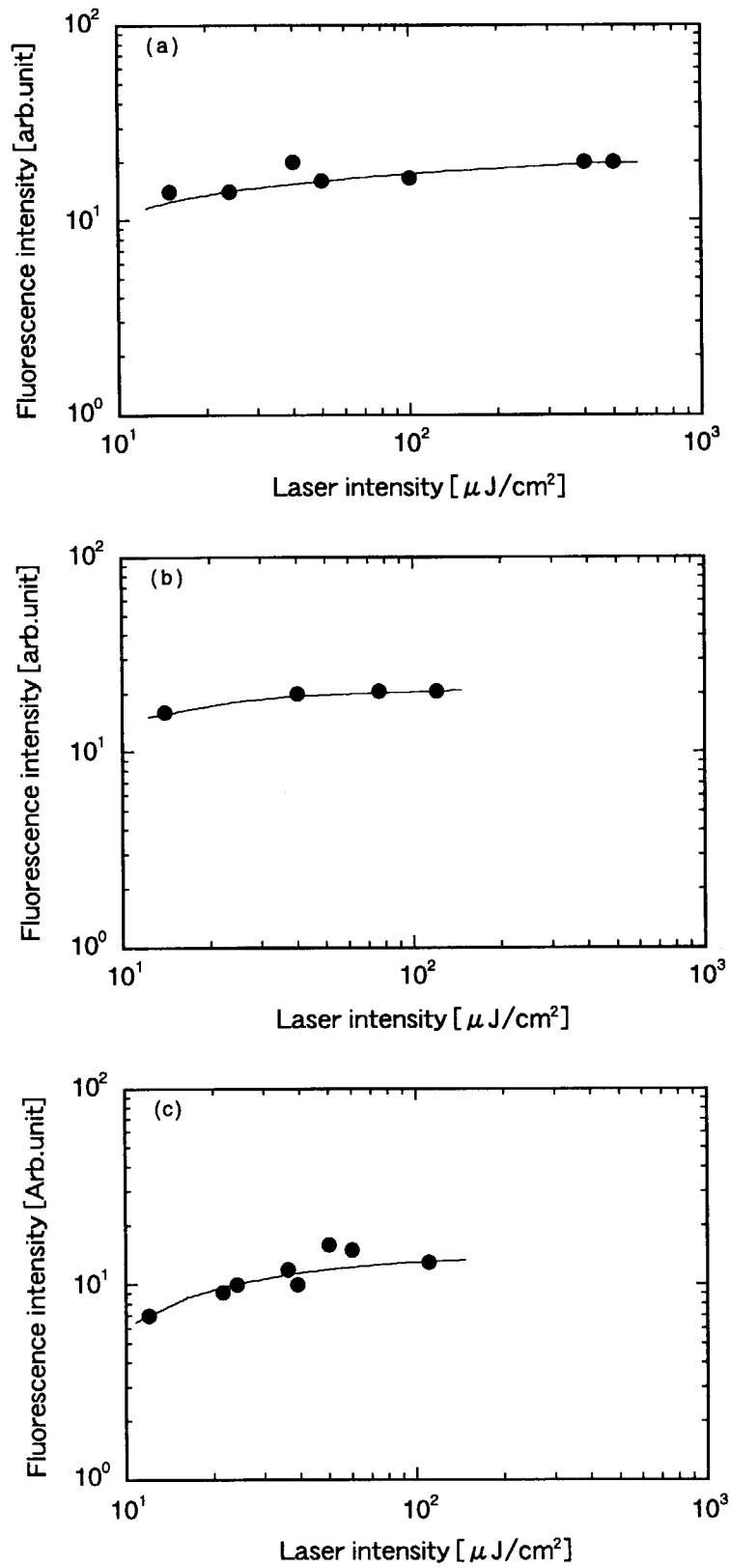


Fig. 6. Saturation characteristic of fluorescence intensities for transitions, (a): 0 - 26225 cm^{-1} , (b): 620 - 26225 cm^{-1} , (c): 3801 - 26225 cm^{-1} .

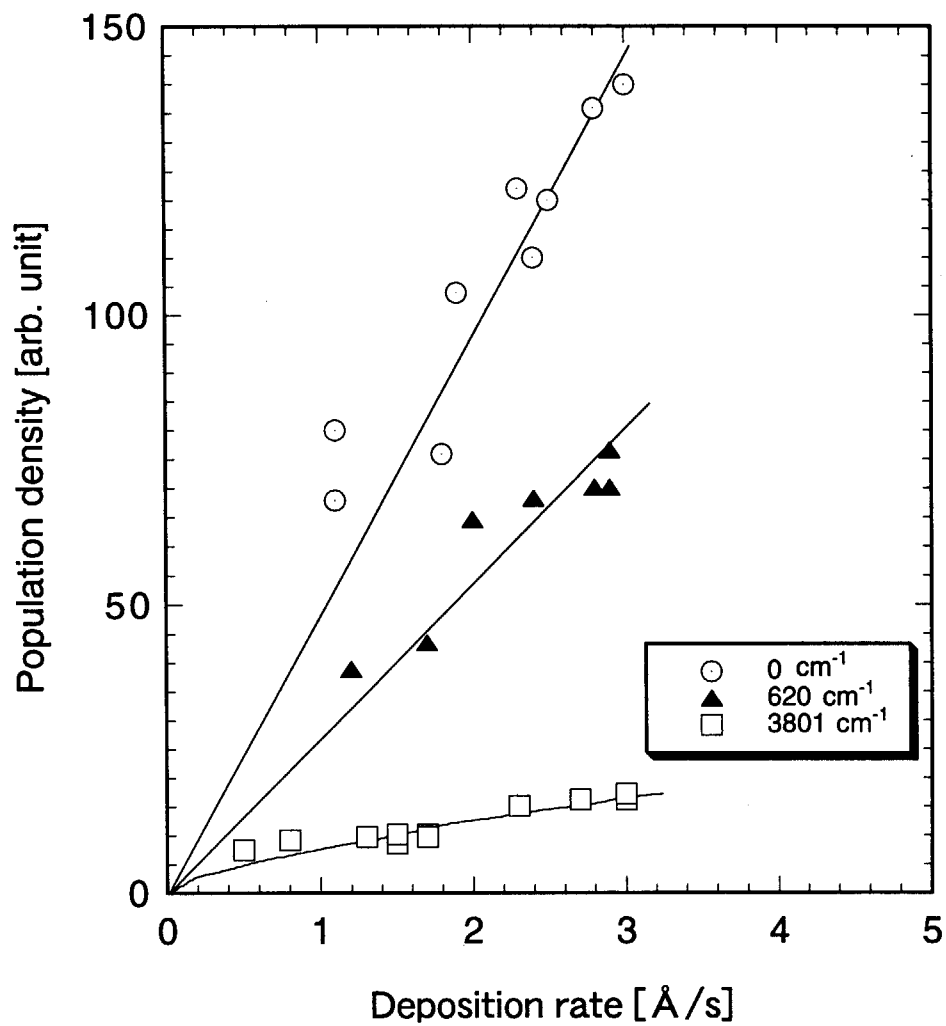


Fig. 7. Population densities measured by saturated fluorescence method.

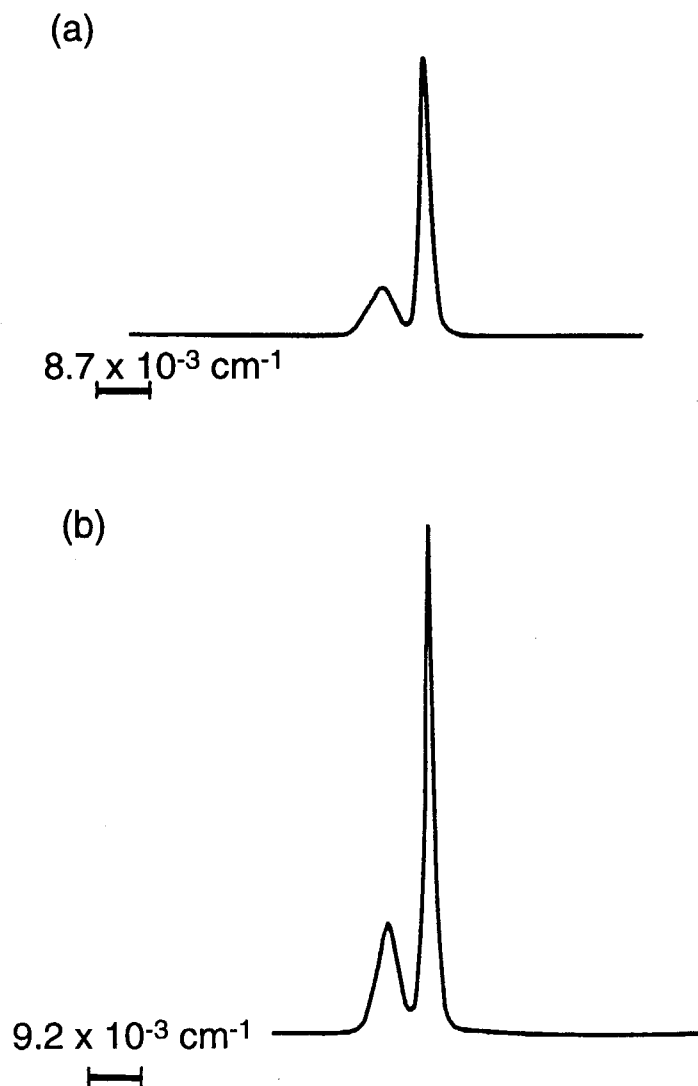


Fig. 8. Examples of fluorescence spectra obtained with a ring dye laser.

(a) Electron beam power: 6 kW, Deposition rate: 3.1 Å/s.

(b) Electron beam power: 10 kW, Deposition rate: 9.9 Å/s.

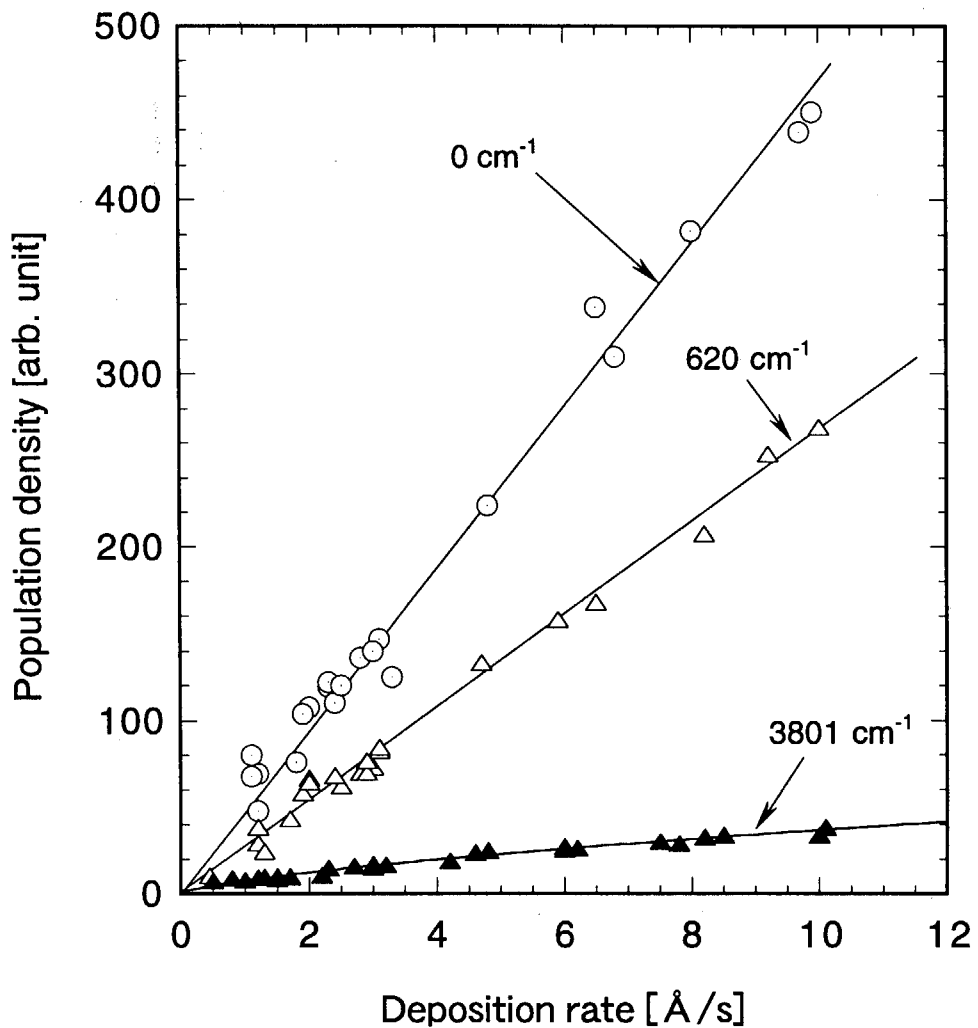


Fig.9. Population densities of uranium atoms.

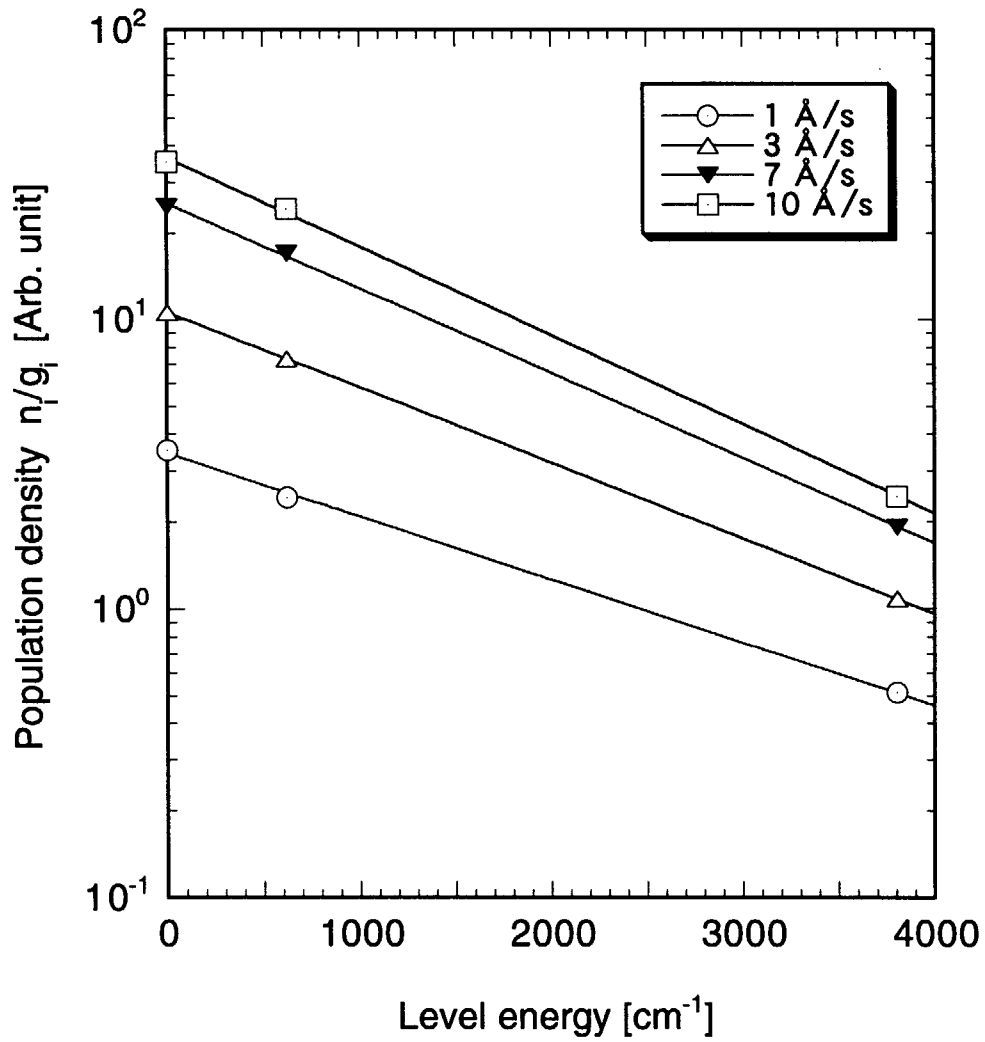


Fig. 10. Boltzmann plots of relative population densities of uranium atoms under deposition rates of 1~10 Å/s.

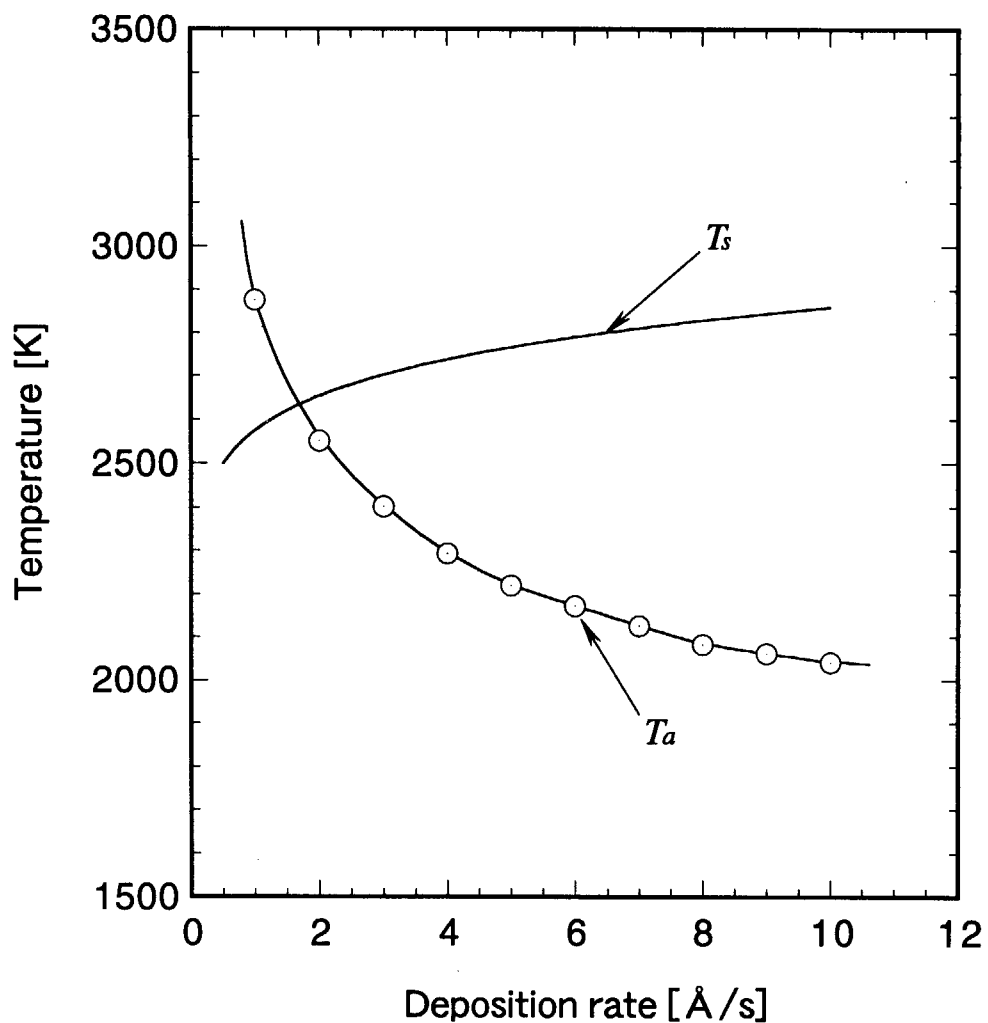


Fig. 11. Atomic excitation temperature of uranium, T_a . Surface temperature estimated from the deposition rate, T_s , is also shown.

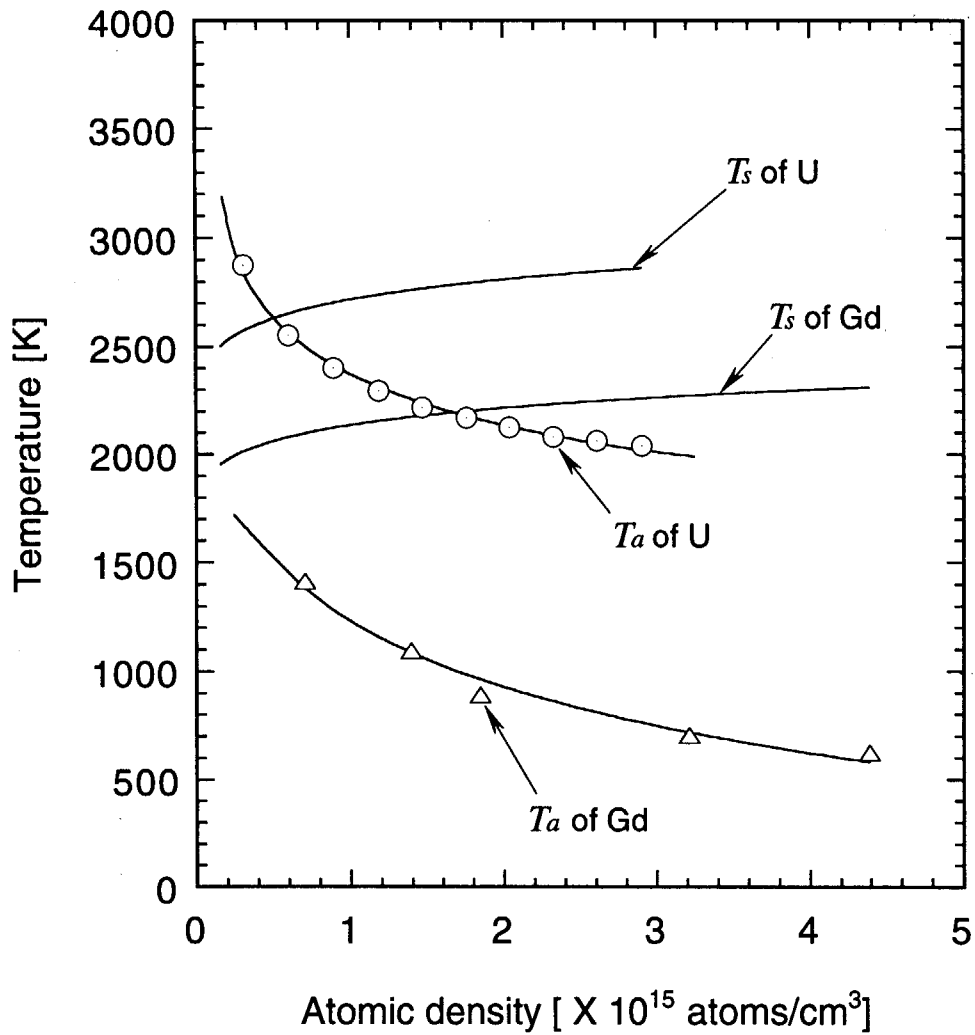


Fig. 12. Atomic excitation temperatures, T_a , of uranium and gadolinium vs atomic density at the evaporation surface. Surface temperatures estimated from the deposition rate, T_s , are also shown.

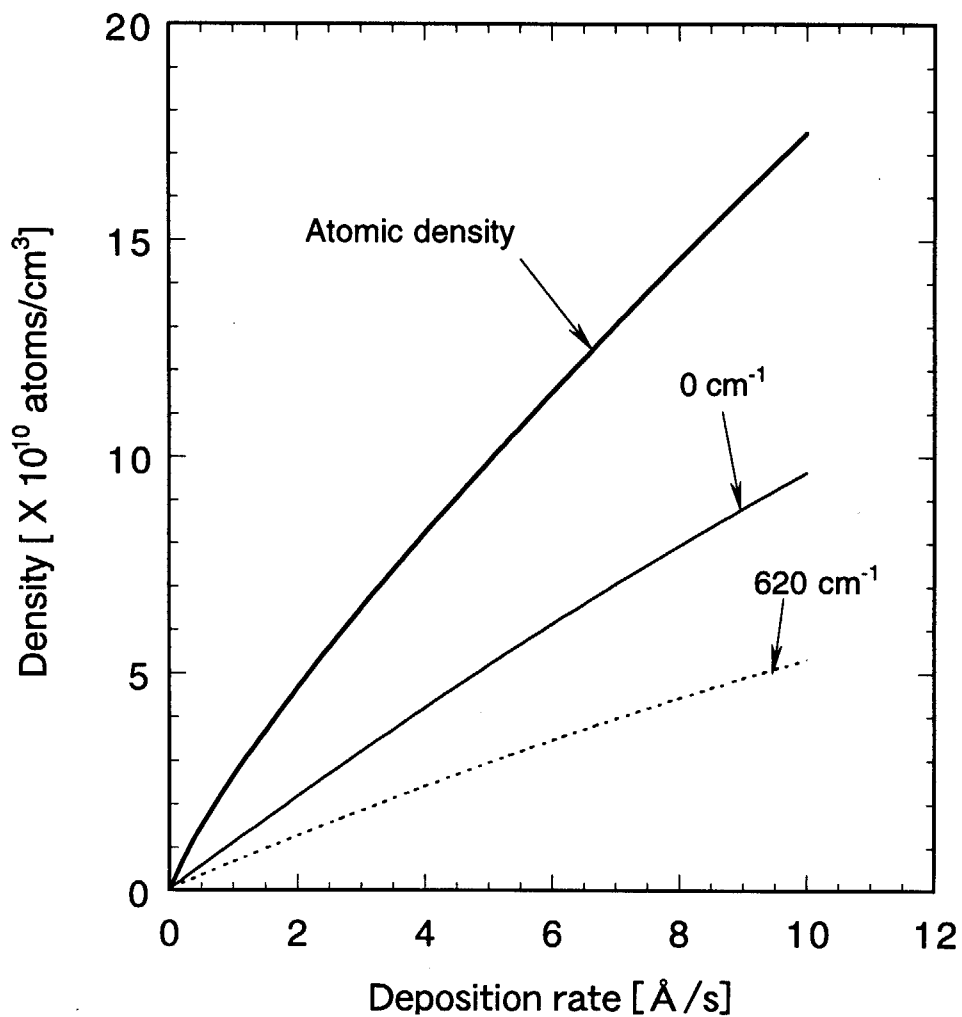


Fig. 13. Ground and 620 cm⁻¹ states' densities derived from the atomic density and the atomic excitation temperature.

This is a blank page.

国際単位系 (SI) と換算表

表1 SI基本単位および補助単位

量	名称	記号
長さ	メートル	m
質量	キログラム	kg
時間	秒	s
電流	アンペア	A
熱力学温度	ケルビン	K
物質質量	モル	mol
光度	カンデラ	cd
平面角	ラジアン	rad
立体角	ステラジアン	sr

表2 SIと併用される単位

名称	記号
分, 時, 日	min, h, d
度, 分, 秒	°, ', "
リットル	l, L
トン	t
電子ボルト	eV
原子質量単位	u

1 eV=1.60218×10⁻¹⁹J
1 u=1.66054×10⁻²⁷kg

表5 SI接頭語

倍数	接頭語	記号
10 ¹⁸	エクサ	E
10 ¹⁵	ペタ	P
10 ¹²	テラ	T
10 ⁹	ギガ	G
10 ⁶	メガ	M
10 ³	キロ	k
10 ²	ヘクト	h
10 ¹	デカ	da
10 ⁻¹	デシ	d
10 ⁻²	センチ	c
10 ⁻³	ミリ	m
10 ⁻⁶	マイクロ	μ
10 ⁻⁹	ナノ	n
10 ⁻¹²	ピコ	p
10 ⁻¹⁵	フェムト	f
10 ⁻¹⁸	アト	a

表3 固有の名称をもつSI組立単位

量	名称	記号	他のSI単位による表現
周波数	ヘルツ	Hz	s ⁻¹
力	ニュートン	N	m·kg/s ²
圧力, 応力	パスカル	Pa	N/m ²
エネルギー, 仕事, 熱量	ジュール	J	N·m
工率, 放射束	ワット	W	J/s
電気量, 電荷	クーロン	C	A·s
電位, 電圧, 起電力	ボルト	V	W/A
静電容量	ファラド	F	C/V
電気抵抗	オーム	Ω	V/A
コンダクタンス	ジーメン	S	A/V
磁束密度	ウェーバ	Wb	V·s
インダクタンス	ヘンリー	H	Wb/A
セルシウス温度	セルシウス度	°C	
光束	ルーメン	lm	cd·sr
照射度	ルクス	lx	lm/m ²
放射線量	ベクレル	Bq	s ⁻¹
吸収線量	グレイ	Gy	J/kg
線量等量	シーベルト	Sv	J/kg

表4 SIと共に暫定的に維持される単位

名称	記号
オングストローム	Å
バール	bar
ガル	Gal
キュリー	Ci
レントゲン	R
ラド	rad
レム	rem

1 Å=0.1nm=10⁻¹⁰m
1 b=100fm²=10⁻²⁸m²
1 bar=0.1MPa=10⁵Pa
1 Gal=1cm/s²=10⁻²m/s²
1 Ci=3.7×10¹⁰Bq
1 R=2.58×10⁻⁴C/kg
1 rad=1cGy=10⁻²Gy
1 rem=1cSv=10⁻²Sv

(注)

- 表1-5は「国際単位系」第5版、国際度量衡局1985年刊行による。ただし、1eVおよび1uの値はCODATAの1986年推奨値によった。
- 表4には海里、ノット、アール、ヘクタールも含まれているが日常の単位なのでここでは省略した。
- barは、JISでは流体の圧力を表す場合に限り表2のカテゴリーに分類されている。
- E C関係理事会指令では bar, barnおよび「血圧の単位」mmHgを表2のカテゴリーに入れている。

換算表

力	N(=10 ⁵ dyn)	kgf	lbf
	1	0.101972	0.224809
	9.80665	1	2.20462
	4.44822	0.453592	1

粘度 1Pa·s(N·s/m²)=10P(ポアズ)(g/(cm·s))

動粘度 1m²/s=10⁴St(ストークス)(cm²/s)

圧	MPa(=10bar)	kgf/cm ²	atm	mmHg(Torr)	lbf/in ² (psi)
	1	10.1972	9.86923	7.50062×10 ³	145.038
力	0.0980665	1	0.967841	735.559	14.2233
	0.101325	1.03323	1	760	14.6959
	1.33322×10 ⁻⁴	1.35951×10 ⁻³	1.31579×10 ⁻³	1	1.93368×10 ⁻²
	6.89476×10 ⁻³	7.03070×10 ⁻²	6.80460×10 ⁻²	51.7149	1

エネルギー・仕事・熱量	J(=10 ⁷ erg)	kgf·m	kW·h	cal(計量法)	Btu	ft·lbf	eV
	1	0.101972	2.77778×10 ⁻⁴	0.238889	9.47813×10 ⁻⁴	0.737562	6.24150×10 ¹⁸
	9.80665	1	2.72407×10 ⁻⁵	2.34270	9.29487×10 ⁻³	7.23301	6.12082×10 ¹⁹
	3.6×10 ⁶	3.67098×10 ⁷	1	8.59999×10 ⁵	3412.13	2.65522×10 ⁶	2.24694×10 ²⁵
	4.18605	0.426858	1.16279×10 ⁻⁶	1	3.96759×10 ⁻³	3.08747	2.61272×10 ¹⁹
	1055.06	107.586	2.93072×10 ⁻⁴	252.042	1	778.172	6.58515×10 ²¹
	1.35582	0.138255	3.76616×10 ⁻⁷	0.323890	1.28506×10 ⁻³	1	8.46233×10 ¹⁸
	1.60218×10 ¹⁹	1.63377×10 ²⁰	4.45050×10 ²⁶	3.82743×10 ²⁰	1.51857×10 ²²	1.18171×10 ¹⁹	1

1 cal= 4.18605J (計量法)
= 4.184J (熱化学)
= 4.1855J (15°C)
= 4.1868J (国際蒸気表)
仕事率 1 PS(仏馬力)
= 75 kgf·m/s
= 735.499W

放射能	Bq	Ci
	1	2.70270×10 ⁻¹¹
	3.7×10 ¹⁰	1

吸収線量	Gy	rad
	1	100
	0.01	1

照射線量	C/kg	R
	1	3876
	2.58×10 ⁻⁴	1

線量当量	Sv	rem
	1	100
	0.01	1

電子ビーム加熱で生成したウラン原子の準安定準位分布