HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	金属溶解用アルゴンアークプラズマのAr原子の遷移確率
Author(s)	何, 国偉; 石井, 邦宜; 柏谷, 悦章 他
Citation	鉄と鋼, 82(4), 279-284 https://doi.org/10.2355/tetsutohagane1955.82.4_279
Issue Date	1996-04-01
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/75663
Rights	著作権は日本鉄鋼協会にある
Type	journal article
File Information	Tetsu-to-Hagane 82(4)_279.pdf

Hokkaido University Collection of Scholarly and Academic Papers : HUSCAP

論文

鉄と鋼 Vol. 82 (1996) No. 4

金属溶解用アルゴンアークプラズマのAr原子の遷移確率

何 国偉*・石井 邦宜*2・柏谷 悦章*2・粥川 尚之*3

Atomic Transition Probabilities of Ar Arc Plasma for Metal Melting

Guowei He, *Kuniyoshi* Ishii, *Yoshiaki* Kashiwaya and *Naoyuki* Kayukawa

Synopsis : To experimentally obtain the transition probabilities of Ar atom, spectroscopic measurements were carried out on Ar arc plasma for melting metal by using highly sensitive multichannel detector. Then the Boltzmann plot method was newly adopted for determination of transition probabilities, using the values recommended by Wiese et al as starting values. The Boltzmann plot obtained by using present transition probabilities was linear at high correlation coefficient over 0.9 in spite of the variations of plasma temperature, working gas pressure and metallic vapor. Therefore, it was concluded that new transition probabilities can be used in temperature measurement of Ar arc plasma.

Key words : Ar thermal plasma ; emission spectroscopic measurement ; thermal equilibrium ; Boltzmann distribution ; transition probability.

1. 緒言

金属のプラズマ製精錬，タンディシュでの溶鋼加熱，プラズマ溶接と溶断など，超高温且つクリーンなプラズマの特質を生かした材料プロセスは多い。しかしこの場合，製精錬反応や溶解特性に影響するプラズマの温度，金属蒸気密度，電離度，電子密度など，プラズマの持つ基本的な性質に関する研究は少ない。実操業を最適化するためにも，これらプラズマ特性を把握することが重要である。プラズマの分光学的計測法には発光法と吸光法がある。中でも発光法は比較光源が不要であり，プラズマ内に発生した各種の分子，原子，イオン，電子などのミクロな振る舞いを直接観測できる利点がある。特に製精錬反応のように，どのようなラジカル種が介在しているか不明な場合には，現象の把握から始めねばならず，発光法の方が有用であろうと思われる。

プラズマからの波長λ_{nm}の発光スペクトル線は，プラズマ中の原子，分子あるいはイオンなどの粒子が二つの異なったエネルギー準位m, n間(mを下準位, nを上準位とする)を遷移するときに生ずる。その強度I_{nm}は，n準位にある粒子の密度N_nと，n準位に殻外電子を持つ1個の粒子が単位時間当たりn準位からm準位に遷移する確率A_{nm}に比例する。遷移1回当たりの強度はhc/λ_{nm}であるから，総計としての絶対強度は(1)式で与えられる。

$$I_{nm}=N_n \cdot h\frac{c}{\lambda_{nm}}A_{nm} \quad \cdots\cdots(1)$$

ここで，hはプランク定数，cは光速である。準位nにある粒子の密度はボルツマン分布で与えられるので，スペクトル線の絶対強度を左右する物理因子は遷移確率だけとなる。実際に観測される強度は様々な光学系を経て計測された相対量であるが，これは同一光学系を用いることで較正可能であり，遷移確率だけが補正不可能な値として測定結果の精度に大きな影響を与える。

遷移確率はプラズマ診断ばかりでなく，ガスレーザー，誘導結合プラズマ(ICP)発光分光分析など多くの分野で使用されている重要な物理量でもあり，遷移確率の値に関する報告は数多い。その決定方法は分光学的測定[1-12]と量子力学に基づいた理論計算[13,14]に大別できる。これまでに測定されたAr Iの430.01nmスペクトル線($4s[3/2]_1^0$-$5p'[5/2]_2$)の遷移確率の値をFig. 1に示す。報告によって得られた値の差が大きく，誤差の範囲も実験条件によって異なる。これでは後述するように，プラズマ温度を正確に決定することは困難である。

本研究の目的は，金属溶解用アルゴンアークプラズマの諸特性の中で，最も重要なプラズマ温度を測定するときに適用可能な遷移確率を決定することである。そのため，プラズマ条件を実用に即して設定し，移行式プラズマ溶解炉を用いて分光測定を行った。この際，高感度且つ高速度で

平成7年11月16日受付 平成8年1月18日受理 (Received on Nov. 16, 1995 ; Accepted on Jan. 18, 1996)
* 北海道大学大学院生 (Graduate Student, Hokkaido University, Kita-13 Nishi-8 Kita-ku Sapporo 060)
* 2 北海道大学工学部 (Faculty of Engineering, Hokkaido University)
* 3 北海道大学エネルギー先端工学研究センター (Center for Advanced Research of Energy Technology, Hokkaido University)

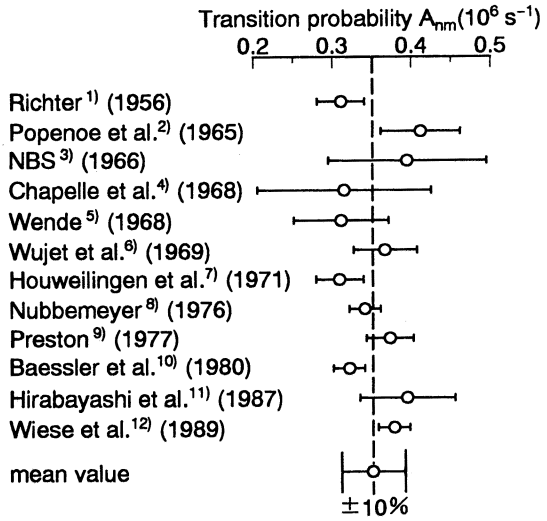

Fig. 1. Reported transition probabilities of Ar I line at 430.01nm.

測定できる分光測光システムを採用するとともに，時間的に安定なプラズマが得られるよう，作動ガスArの流量および電圧・電流の制御方法などを改良した。さらに，求めた遷移確率が，プラズマの温度，圧力および金属蒸気の種類と量などの影響を受けるかどうかについても検討した。

2. 測定原理

(1)式に示したように，スペクトル線の絶対強度I_{nm}とエネルギー準位がnである粒子の数密度N_nから遷移確率が得られる。プラズマ中の注目する一点において，原子，イオン，電子など各種粒子の温度が全て同じであるとき，プラズマは局所的熱平衡(LTE)の状態にあるという。このとき，ある粒子について，N_nはボルツマン分布に従う。

$$N_n = N_0 \cdot \frac{g_n}{Z(T)} \cdot \exp\left(-\frac{E_n}{k_B T}\right) \quad \cdots\cdots(2)$$

ここで，N_0は当該粒子の全密度，g_nは統計的重み，E_nはn準位のエネルギー，Z(T)は粒子の内部分配関数，k_Bはボルツマン定数である。(2)式から，温度と当該粒子の密度を決定すれば，N_nの値が得られる。一方，LTEであるArプラズマの中で，気体状態方程式とサハの電離平衡式が成立し，プラズマ全体としては電気的中性なので，これらから温度と粒子密度の関係が導かれる。すなわち，(1)，(2)式の関係を適用して，プラズマ温度か遷移確率のどちらか一方が明らかになれば他方を決定することができる。Arプラズマの温度を分光学的に求める方法として，①スペクトル線の絶対強度法[4,5]，②Fowler-Milne法[15]，③最適化法[1,8]，および，④シュタルク効果法[2,6]，などがある。これらの内，①～③は，ある特定のスペクトル線の遷移確率値が正しいと仮定してプラズマ温度を求める。④はシュタルク係数が正しいとして水素スペクトル線の広がり効果からプラズマの温度を求める。基準となるプラズマ温度が決定された後，その温度に従い，目的のスペクトル線の遷移確率を決定する。しかし，これらの方法によって求められたプラズマ温度の精度は，いずれも，遷移確率やシュタルク係数のただ一つの値を基準として用いて決定されるため，その精度に大きく依存する結果となる。また，測定に当たってはスペクトル線の絶対強度を必要とする欠点がある。本研究では，①これまで多くの研究者によって測定されてきた遷移確率値を母集団として最確値を決定する，②測定が簡便なスペクトル線の相対強度を用いる，こととし，ボルツマンプロットを応用する方法を考案した。

実際に測定されるプラズマの発光強度は絶対強度に測定系の吸収率βを乗じた値，I'_{nm}，である。(2)式を(1)式に代入すると，スペクトル線の測定強度I'_{nm}と遷移確率A_{nm}との関係が次式のように得られる。

$$\ln\frac{I'_{nm}\lambda_{nm}}{A_{nm}g_n} = -\frac{E_n}{k_B T} + \ln\frac{N_0 hc}{Z(T)\beta} \quad \cdots\cdots(3)$$

ある粒子の温度Tが一定であるとき，この粒子が発するすべてのスペクトル線に対して，分配関数Z(T)および密度N_0は一定となる。このとき，吸収率βが波長に依存しない範囲について，スペクトル線の測定強度から求まる値$\ln(I'_{nm}\lambda_{nm}/A_{nm}g_n)$を$E_n$に対してプロットすると直線関係が得られる(ボルツマンプロットと呼ぶ)。その傾きGから温度が求まる。

$$T = -G/k_B \quad \cdots\cdots(4)$$

本研究ではWieseら[12]の遷移確率のデータを基にして，Ar原子のスペクトル線のボルツマンプロットを行い，最小二乗法により温度を求めた。ついで，各点がその回帰直線に載るように遷移確率の最確値を決定した。この方法は，複数のスペクトル線の遷移確率値が同時にプラズマ温度の決定に使われ，さらに，励起エネルギー差が大きいスペクトル線の採用により遷移確率出発値の不正確性の影響が相対的に減殺されるので，従来法と比べ，より誤差の少ない方法であると思われる。

3. 実験方法

3・1 実験装置および実験条件

本研究に用いたプラズマ溶解炉と分光測定装置の模式図をFig. 2に示す。溶解炉は移行式アークプラズマ溶解炉である。水冷銅製のトーチ部で発生させたプラズマをノズルから噴射し，水冷銅製のるつぼの陽極まで到達せしめて安定なプラズマ柱を形成させる。試料は陽極を兼ねる水冷銅製のるつぼ上に置いて溶解する。水冷ステンレス炉体のサイズは260mmϕ×250mmHである。電源部には可飽和リアクトルを用い，プラズマ電流と電圧の安定化をはかった。

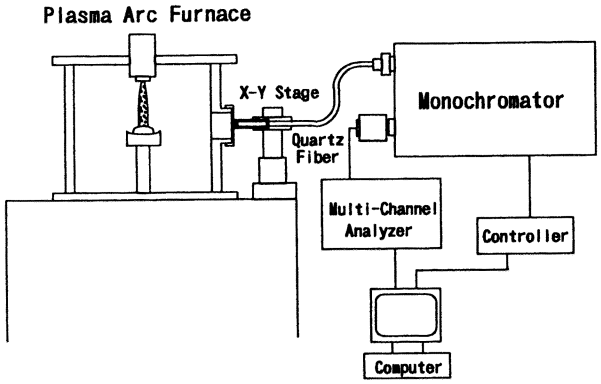

Fig. 2. Scheme of experimental apparatus.

発光スペクトルの測定には，2400grooves/mmのグレーティングを備えた焦点距離640mmのツェルニーターナー型分光器に，高感度マルチチャンネル測光装置を組み込み，コンピュータ制御して用いた。グレーティングは高速で駆動でき，短時間で広い波長範囲のスペクトル線を測光できる。マルチチャンネル測光装置の分解能は10nm/1024channelで，逆線分散0.6nmと高分解能である。さらに，X-Yステージと組み合わせ，平面空間分解能0.2mmで短時間内に多数点の分光測定が可能である。

プラズマの光は溶解炉チャンバーに取り付けた二重ピンホール管で平行化され，石英製光ファイバーを通って分光器に導かれる。他の分光学的研究[16,17]では，レンズやミラーを用いてアークを結像させる方法も行われている。しかし，これらの方法では，吸収率が一定とみなせる範囲が狭く適当でない。本研究ではできるだけレンズやミラーの使用を避け，光学的に単純なピンホールを採用した。

プラズマの電流を120A(電圧：40～45V)，極間距離を30mm一定として測定した。作動ガスArの流量は8000cm³/minとし，マスフローコントローラを用いて±10cm³/min以内に制御した。これによりプラズマは長時間安定し，再現性の良い測定値が得られるようになった。通常の測定は炉内圧0.1216MPaで行った。さらに，炉内圧を0.1064～0.1418MPaの間で変化させ，ボルツマンプロットに対する圧力の影響を検討した。

通常の測定は高純度電解鉄(99.99mass%Fe)の溶湯を陽極として行った。また，金属蒸気の影響を調査するため，金属蒸発量の多いFe-5mass%Mn合金を溶湯とした場合や，金属蒸気を全く発生しない高純度黒鉛板(灰分20ppm)を陽極とした場合の測定も行った。

3・2 逆アーベル変換

分光測定によって得られるスペクトル線強度は，プラズマ厚み方向各部の発光を合成した見掛けの値であり，温度などの計算には真のスペクトル線強度が必要である。プラズマ柱を円筒形と仮定したとき，プラズマ柱半径軸上の真のスペクトル線強度は，プラズマ柱と垂直の方向から測定したスペクトル線強度に，逆アーベル変換を適用し数値計算することによって求めることができる[18,19]。なお，高温部で発生した光が低温部で吸収される，いわゆる光学的厚みの補正については，Arなど希ガスのプラズマは光学的に薄いのでほとんどの場合不必要である。

実際の見掛けの強度から，この逆アーベル変換を行う数値計算法はいくつか提案されており[20]，本研究ではPearce[21]の方法を用いた。この変換を行う場合には二つの原因から誤差を生じる。一つはデータの誤差である。逆アーベル変換は，いわば周辺から中心軸へ向けて強度の引き算を行うものであり，ある位置におけるデータの誤差はこの位置から中心側の真強度に誤差となって現れる。例えば，実験中にプラズマがふらつくと，測定されたスペクトル線強度の分布は不連続になる。また，プラズマ周辺部ではS/Nが小さいため，スペクトル線強度測定値の精度が低い。逆アーベル変換により，これらの誤差は中心軸付近での真強度の大きな誤差として蓄積される。これをできるだけ回避するため，本研究では測定データ数を多くし，強度分布曲線を最小二乗法により平滑な曲線に修正してから逆アーベル変換を施した。二つ目は，Pearceの方法を用いた場合，強度分布曲線の分割数が少ないと誤差が大きくなることである。葛西[18]の計算によれば，見掛け強度の最大値が中心軸上にある場合，分割数25以上ではじめて試験関数とPearceの方法による逆アーベル変換結果との差が標準偏差で10^{-3}以下であった。本研究では，プラズマ柱を中心から半径方向に30分割(0.5mm間隔)して測定した。

4. 結果と検討

4・1 ボルツマンプロットと最確値

ボルツマンプロット法を温度測定に適用する場合，分光器の分解能，プラズマ変動，測定時間の短縮という観点から，強度の高いスペクトル線ができるだけ多く含まれる波長範囲を，短時間で測定することが望ましい。試料表面より1mmの高さで測定したスペクトルの一例をFig. 3に示す。純Feボタンの溶解では，Feの蒸気圧が低いため，Feスペクトル線の強度は低い。Fig. 3に示した400nmから460nmまでの範囲には，Ar殻外電子の4s-5p間遷移によって放出されるAr原子の強いスペクトル線が集中するので，本研究ではこの間のAr遷移確率を研究対象として選択した。この波長範囲で計測可能なスペクトル線は，図中のAr原子スペクトル線(Ar I)18本とFe原子スペクトル線(Fe I) 7本であった。この間のスペクトル線には，励起状態から基底状態に戻る時強力に放出されるいわゆる共鳴線や，ArやFe原子の電離エネルギー付近に励起エネルギーを有する波長は含まれていない。また，スペクトル線の自己吸収も無視できるため，分光測定には適当なスペクトル線と言える。さらに，これらスペクトル線の励起エネルギーE_nは比較的広い範囲に分

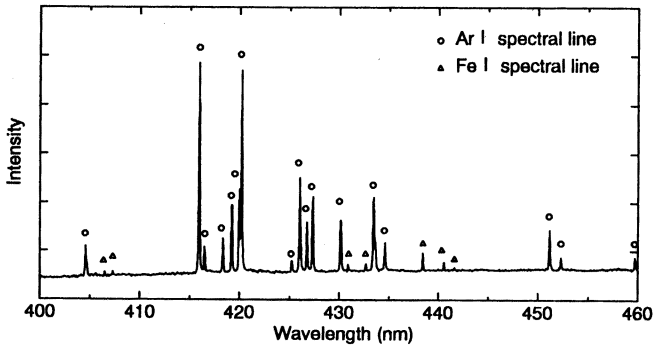

Fig. 3. Spectral lines measured at 1 mm above the metal surface.

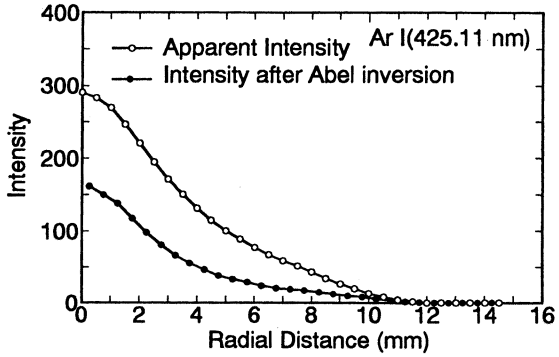

Fig. 4. Radial distribution of spectrum intensity.

布しており，ボルツマンプロットの横軸の値を広くとれるので，相関計算の精度が高くなる利点がある。しかし，実際の解析には，Ar Iの419.07nmと419.10nmの二つのスペクトル線が近接していて分離が困難であるため，これらを除いた16本のArスペクトル線を用いた。

このような測定をプラズマ柱中心軸から半径方向に0.5mm間隔で行い，16本それぞれのスペクトル線について逆アーベル変換を行った。Ar I425.11nmの変換結果をFig. 4 に示す。図中の白い丸印と黒い丸印はそれぞれ見掛け強度分布と真強度分布を示す。このスペクトル線は16本の中で最も強度の低いものの一つに属するが，逆アーベル変換の結果は良好である。見掛け強度と同様，真強度の最大値も中心軸上にあり，中心軸上で最大温度になること示しており，正常な測定が行われたことを意味している。なお，中心軸から11mm以上では実質的な強度は無視でき，プラズマ柱の境界がこの辺りにあることを示している。

本研究の場合，得られる遷移確率の値は既往値を出発値とした補正値という性格を持つので，ボルツマンプロットに当たって，遷移確率の文献値として何を用いるかが重要である。そこで，現在最も信頼されている値とされているTable 1 第 2 欄に示したWieseらの文献値[12]を採用した。Wieseらは，プラズマ物性値の決定方法，プラズマ源の安定性，スペクトル線強度の測定方法，およびLTEの有効性などの四つの評定条件に基づいて，これまでの30年間に報告

Table 1. Ar I transition probabilities.

Wave length (nm)	Reference data [12] A_{nm} (10^6 s^{-1})	uncertainty	Present study A_{nm} (10^6 s^{-1})	Deviation* (%)
404.44	0.333	±9%	0.291±0.016	-12.9
415.86	1.40	±9%	1.356±0.057	-3.5
416.42	0.288	±9%	0.266±0.013	-9.7
418.19	0.561	±9%	0.572±0.086	1.6
419.83	2.57	±8%	2.981±0.040	15.9
420.07	0.967	±7%	0.925±0.014	-4.9
425.11	0.111	±15%	0.132±0.014	17.1
425.94	3.98	±6%	4.904±0.226	23.1
426.63	0.312	±12%	0.332±0.014	5.8
427.72	0.797	±8%	0.901±0.032	12.9
430.01	0.377	±5%	0.424±0.018	11.4
433.36	0.568	±7%	0.611±0.038	7.5
434.52	0.297	±10%	0.309±0.024	4.0
451.07	1.18	±7%	1.001±0.046	15.2
452.23	0.089	±8%	0.084±0.007	6.2
459.61	0.094	±9%	0.079±0.007	15.9

*: Deviation between the reference and the present study.

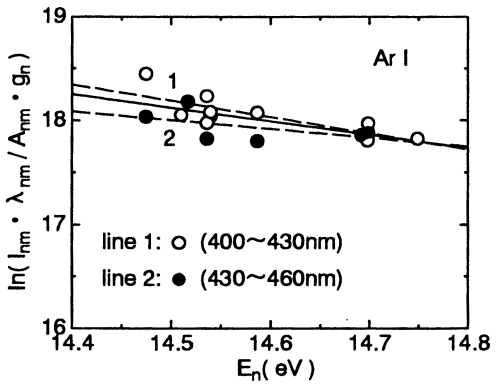

Fig. 5. Ar Boltzmann plot obtained by Wiese's Ar transition probabilities.

されたAr遷移確率の値を解析してこれらの値を得た。これらのデータの誤差範囲は小さく，真値に近いものとされている。Wieseらの遷移確率値を用いて，Arスペクトル線のボルツマンプロットを行った典型例をFig. 5 に示す。プロットのバラツキが大きい。図中の実線はこれら全てのプロットから最小二乗法により直線回帰して求めたものである。このとき温度は直線の勾配の逆数から9700Kと計算される。一方，工業的には高速測定が必須であり，分光器のグレーティングを固定したまま多重波高検出器のワンスキャンで測定せねばならない。このとき，少数のスペクトル線から温度を求める必要が生じる。Fig. 5 の中の破線 1 と破線 2 は測定波長範囲を長波長側(400～430nm)と短波長側(430～460nm)の二つに分け，直線回帰したものである。これらから求まる温度の間には，最も確からしい値9700Kを中心として約600Kの差がある。そこで，E_n，λ_{nm}およびg_nは誤差が極めて小さいので，ボルツマンプロットと回帰直線とのずれを遷移確率の誤差によるものとみなすことができる。本

研究では，各プロットが回帰直線上に載るように$\ln(I'_{nm}\lambda_{nm}/A_{nm}g_n)$の値を修正し，遷移確率を決定した。結果をTable 1に示す。得られた値は，プラズマ柱中心軸上で試料表面より1mmの高さの点で求めたものであり，各スペクトル線とも約200データの平均値である。本研究の値のほぼ半数は文献値の精度以内に入っている。

4・2 本研究で求めた遷移確率の適用性

本研究で求めた遷移確率の適用性を検討するために，Arアークプラズマの温度，作動圧力および金属蒸気の三つの要因がボルツマンプロットに及ぼす影響について調べた。その際，分光器の中心波長を421.2nmに固定し，約10nmの範囲内の8本のArスペクトル線を多重波高検出器の一回のスキャンで測定した。

4・2・1 プラズマ温度の影響

本研究の場合，長さ約30mmのプラズマ柱中心軸上のプラズマ温度は，ノズル先端からボタン表面の上5mm程度までほぼ一定で，プラズマの温度低下はボタン表面の極く近傍に集中している。プラズマ柱中心軸上ボタン表面からZ＝0.5，2，と4mmの高さにおけるボルツマンプロットをFig. 6に示す。図中のRは各スペクトル線のボルツマンプロットを用いて，最小二乗計算時の相関係数である。温度変化にも関わらずボルツマンプロットはよい直線性を示している。試料表面から高さ1mmにおける最小二乗計算の相関係数およびプラズマ温度の半径方向分布をFig. 7に示す。プラズマ柱半径方向の温度は，中心から3mmまでは比較的均一であるが，以後急激に低下し，10mmでほぼ一定値になる。この点は目視上，陽光が観測されなくなる境界に相当する。中心軸付近だけではなく，温度が低いためArの電離度が低く原子密度が高いプラズマ柱周辺部でも，ボルツマンプロットは良い直線性を示している。このことから，本研究で得られた遷移確率は広い温度範囲に適用できるものと判断される。

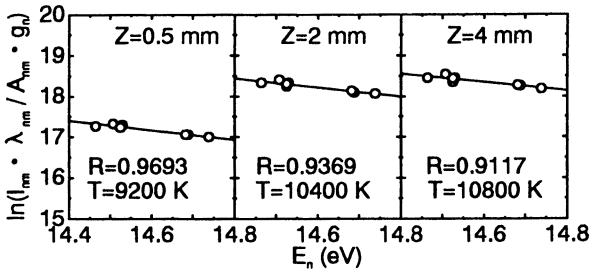

Fig. 6. Effect of temperature on the Boltzmann plot by new transition probabilities shown in Table 1.

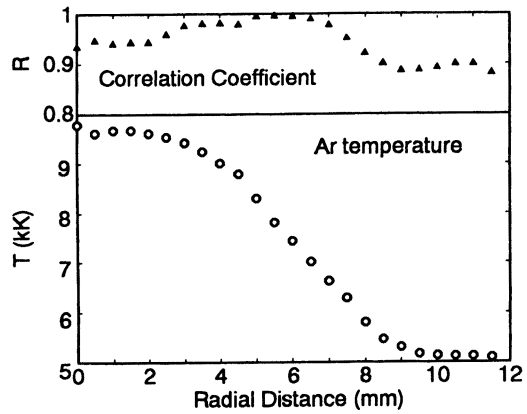

Fig. 7. Radial distribution of correlation coefficient and temperature above 1 mm of the metal surface.

4・2・2 作動ガス圧力の影響

通常0.1216MPaであるプラズマの圧力を0.1064MPaと0.1418MPaに変化させたときのボルツマンプロットをFig. 8に示す(プラズマ柱中心軸上，ボタン表面から1mm)。圧力が増加すると温度は低下する傾向があるが，各ボルツマンプロットの最小二乗計算の相関係数は高く，本研究で得られた遷移確率は炉内圧力が変化しても適用可能であることがわかる。

4・2・3 金属蒸気の影響

金属溶解用の熱プラズマでは，溶湯から生じた金属蒸気が混入する。電離度が大きく，且つ重い金属原子がプラズマ中に混在するとエネルギー交換の緩和時間が変化することからLTE条件が成立しなくなる可能性がある[22]。その影響を調査するため，金属蒸気の発生がほとんど無視できる超高純度黒鉛，および純Feより金属蒸発量の多いFe-5mass

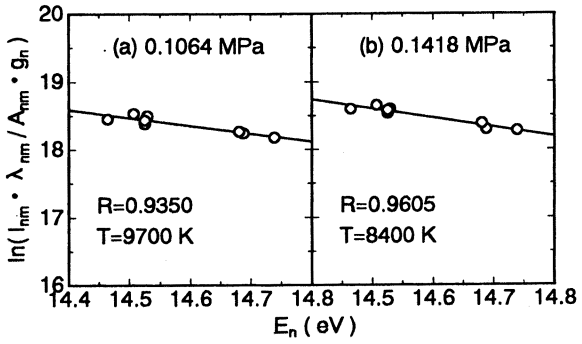

Fig. 8. Effect of plasma pressure on Boltzmann plot.

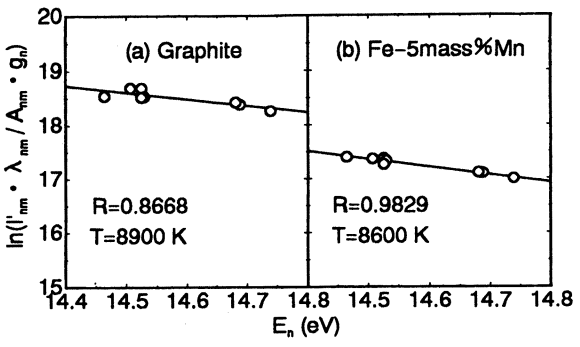

Fig. 9. Effect of metallic vapor on Boltzmann plot.

%Mn合金を試料として測定を行った。Fe-Mn合金の場合，金属蒸気の約90%はMnの蒸気であった。Feと異なり，Mn蒸気はプラズマ柱の広い範囲に分散する。Fig. 9は，黒鉛およびFe-5mass%Mn合金試料で測定したスペクトル線強度のボルツマンプロットを示す(プラズマ柱中心軸上，ボタン表面から1mm)。本研究によって求められた遷移確率は金属蒸気の有無，量，およびその種類に関わらず，精度良く適用可能なことがわかる。なお，多量にMn蒸気を発生するFe-5mass%Mn合金，および金属蒸気発生がほとんどない黒鉛のいずれの場合も，Arアークプラズマの温度は純Feに比べて，約2000K低い。これは，今後の研究課題である。

以上，新しく求めた遷移確率の値の適用性を種々の条件で検討してきた。いずれの条件変動に際しても実用上，十分な適応性を示していることがわかる。

5. 結論

金属溶解用プラズマの分光測定に適用可能なArの遷移確率を決定する目的で，Fe試料をArアークプラズマで溶解し，広範囲内にわたるArスペクトル線の強度を測定した。出発値にWieseらのデータを用い，そのボルツマンプロットが直線であり正しい温度を与えているとして出発値を補正し，新しいArの遷移確率を決定した。従来の方法が，特定スペクトル線の遷移確率値を正しいと仮定して相対的にその他のスペクトル線の遷移確率を決定していたのに比べ，この方法は，より多くのスペクトル線の最確値を同時に決定するという点でより誤差の少ない方法であると思われる。求めたAr原子の遷移確率値は，温度変化が激しい溶湯直上のプラズマ柱各部の測定に対しても適用できることを確認した。さらに，新しく求めた遷移確率の値は，プラズマ作動ガスArの圧力が大気圧以上で変化する場合や，また，エネルギー交換に対して影響を及ぼすと考えられる金属蒸気の有無および量に関わらず，実用上十分な精度で適用可能であることがわかった。

文　献

1) J.Richter: Z.Astrophys., **61** (1965), 57.
2) C.H.Popenoe and J.B.Shumaker Jr.: J.Res. NBS, **69A** (1965), 495.
3) W.L.Wiese, M.W.Smith and B.M.Glennon: Atomic Transition Probabilities, Sodium Through Calcium, U.S.Department of Commerce, NBS, (1966), 187.
4) J.Chapelle, A.Sy, F.Cabannes and J.Blandin: J.Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, 8 (1968), 1201.
5) B.Wende: Z.Phys., **213** (1968), 341.
6) T.Wujec: Acta Polon, **36** (1969), 269.
7) D.Van Houwelingen and A.A.Kruithof: J.Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **11** (1971), 1235.
8) H.Nubbemeyer: J.Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **16** (1976), 395.
9) R.C.Preston: J.Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **18** (1977), 337.
10) P.Baessler and M.Kock: J.Phys., **B13** (1980), 1351.
11) A.Hirabayashi, S.Okuda, Y.Nambu and T.Fujimoto: Phys. Rev., **A35** (1987), 639.
12) W.L.Wiese, J.W.Brault, K.Danzmann, V.Helbig and M.Kock: Phys. Rev., **A39** (1989), 2461.
13) R.H.Garstang and J.Van Blerkom: J.Opt. Soc. Am., **55** (1965), 1054.
14) H.M.Meiners: J.Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **9** (1969), 1493.
15) 生井武文，村岡克紀：九州大学工学集報，**40** (1967), 438.
16) G.N.Haddad and A.J.Farmer: J.Phys. D; Appl. Phys., **17** (1984), 1189.
17) D.Degout and A.Catherinot: J.Phys. D; Appl. Phys., **19** (1986), 811.
18) 葛西　彪：応用物理，**39** (1970), 205.
19) 葛西　彪，木脇久智：応用物理，**40** (1971), 749.
20) 矢尾板昭：電子技術総合研究所調査報告，電子技術総合研究所，**172** (1971), 6.
21) W.J.Pearce: Optical Spectrometric Measurement of High Temperatures, Univ. of Chicago Press, (1961), 125.
22) 武田寿宏，北村紘一：まてりあ，**33** (1994), 1142.