

レーザー誘起蛍光法による反応性スパッタリング中の 中性インジウム原子密度計測

城戸 拓也*・阿野 一巳*
白方 一浩*・松田 良信**

Measurement of Indium Density in the Reactive Sputtering Using the Laser Induced Fluorescence

by

Takuya KIDO*, Kazumi ANO*
Kazuhiro SHIRAKATA* and Yoshinobu MATSUDA**

We have investigated the reactive sputtering of Indium-Tin-Oxide (ITO) in a dc glow discharge. Spatial distributions of absolute density of sputtered indium atoms were measured by the laser induced fluorescence spectroscopy. The maximum value of the indium density was 10^{11} cm^{-3} for the case of pure argon dc discharge at the pressure of 0.2 Torr and the discharge voltage of 800 V.

第1章 まえがき

透明導電性薄膜は、現在では、デジタル時計や電卓の液晶表示装置の電極、および太陽電池の電極などに広く応用されている。より低抵抗、高透明度の薄膜の再現良い膜形成を目指して、作製プロセスに関する数多くの研究が行われてきた。その結果、最近では、化合物セラミックスであるインジウムスズ酸化物 (ITO) をターゲットとし、酸素・アルゴン (Ar) 混合ガスを動作気体とした、DC および RF のマグネトロン反応性スパッタリングによる作製法が一般的に使用されるようになってきた^{1,2)}。

ところが、これまでの反応性スパッタリング過程の研究では、入力に相当する成膜条件と出力に相当する得られた膜質とを直接比較してプロセスの優劣比較を行うという経験論的な研究が主で、膜形成に最も本質的な役割を果たしている反応性スパッタリングプロセス自体は、完全に理解されているわけではない。反応

性スパッタリングの解明を目指す試みとして、反応性ガスの圧力や入力パワーなどが薄膜の特性に及ぼす影響を調べることなどが行われつつあるが、定量的な粒子計測を通じての粒子キネティクスの議論には、至っていない³⁾。

他方、半導体薄膜の作製に広く用いられる化学的気相成長 (CVD) プロセスにおいては、そのプロセス自体の解明の重要性が早くから認識され、レーザーを用いたプロセッシングプラズマ中の粒子計測およびグロー放電のシミュレーションを通して、CVD プロセスの粒子キネティクスが明らかにされつつある^{4,5,6)}。反応性スパッタリング過程をはじめとする物理的気相成長 (PVD) プロセスにおいても、このような立場からのアプローチは、非常に重要である。そこで本研究では、ITO の反応性スパッタリング過程をプラズマ中の粒子キネティクスの観点から理解するために、DC グロー放電中のスパッタインジウム (In) 原子密度の定

平成5年9月30日受理

*電気情報工学専攻 (Graduate Student, Department of Electrical Engineering and Computer Science)

**電気情報工学科 (Department of Electrical Engineering and Computer Science)

量計測を行った。

本論文では、レーザー誘起蛍光(LIF)法による中性 In 原子計測, Ar ガスを用いたレーリー散乱による In 密度の絶対値較正について述べた後, 酸素分圧がスパッタ In 原子密度, 放電電流, プラズマ発光に及ぼす影響に関する実験結果を示し, それらを通じて ITO の反応性スパッタリング過程について議論する。

第2章 レーリー散乱による LIF 信号強度の絶対密度較正

ここでは, LIF 法による In 原子の検出とレーリー散乱による光学系の較正法について述べる。

2.1 LIF 法による In 原子の検出

ITO 薄膜を形成するプラズマ中には, ITO ターゲットからスパッタされた In や Sn(スズ)などの原子や分子が存在する。今回は, 比較的検出が容易な In 原子を計測した。In 原子は InAs や InP などの化合物半導体の材料として広く用いられ, InP のエッチングや In 蒸気などで LIF 法による In 原子計測が行われている^{7,8)}。

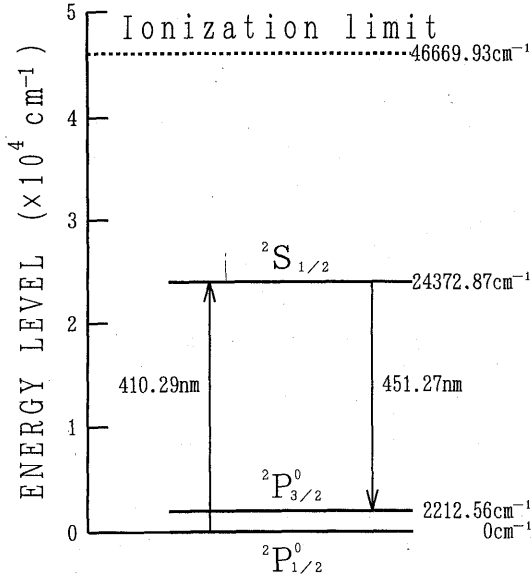


Fig. 1 Energy levels of indium.

図1に In 原子のエネルギー準位図と LIF に用いた励起と蛍光の遷移を示す。基底状態の In 原子密度を計測するため, $5^2P_{1/2} \rightarrow 6^2S_{1/2}$ (410.29nm) の遷移をレーザー励起し, $6^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}^0$ (451.27nm) 遷移の蛍光を検出した。この遷移は, Gottscho 等が

用いた遷移と同じ遷移である。In 原子の LIF 信号強度は, 式(1)で与えられる。

$$S_{\text{LIF}} = N_{\text{In}} \eta V \frac{A_{23}}{\Sigma A_{2i} - A_{21}} \frac{d\Omega}{4\pi} (TQ)_{451.27} \frac{eG}{C} \quad (1)$$

ただし, N_{In} : In 原子密度, η : 汲み上げ効率, V : 散乱体積, A : アインシュタインの A 係数, $d\Omega$: 観測立体角, T : 光学系の透過率, Q : 光電子増倍管の量子効率, e : 素電荷, G : 光電子増倍管の電流増倍率, C : 光電子増倍管の負荷容量である。

なお, 蛍光の偏光性⁴⁾を考慮した結果, In 原子の場合には無視できることがわかったので, 式(1)には, 偏光因子は含まれていない。

2.2 レーリー散乱による光学系の較正

LIF 信号の絶対密度較正を行うため, 準大気圧における Ar ガスのレーリー散乱を用いた。この方法は, レーリー散乱断面積が $1/\lambda^4$ に比例するため近紫外光などの短い波長を用いて原子検出を行う場合に非常に有効な方法であり, 比較的容易に較正ができる⁹⁾。Ar 原子によるレーリー散乱信号強度は, 式(2)で表される。

$$S_{\text{Ray}} = \frac{3}{2} \frac{I_L}{hc/\lambda} V N_{\text{Ar}} \frac{d\Omega}{4\pi} \sigma_{\text{Ar}} T_L (TQ)_{410.29} \frac{eG}{C} \quad (2)$$

ここで, I_L : レーザーパワー密度, h : プランク定数, c : 光速, λ : 励起波長, N_{Ar} : 原子密度, σ_{Ar} : レーリー散乱断面積, T_L : レーザーパルス幅である。

同じ観測システムにおいて LIF 信号とレーリー散乱を計測することにより, In 原子密度は, 式(1)と式(2)を用いて式(3)から計算できる。

$$N_{\text{In}} = \frac{3}{2} I_L T_L \sigma_{\text{Ar}} N_{\text{Ar}} \frac{\lambda}{hc} \frac{1}{\eta} \frac{\Sigma A_{2i} - A_{21}}{A_{23}} \frac{(TQ)_{451.27}}{(TQ)_{410.29}} \frac{S_{\text{LIF}}}{S_{\text{Ray}}} \quad (3)$$

ここで, 式(3)に次の値を代入することにより式(4)が得られ, In 原子密度は, 式(4)にレーリー散乱の測定結果を代入することにより得ることができる。

$$\begin{aligned} I_L T_L &= 11.9 \text{ (J/m}^2\text{)}, \quad \eta = 0.64 \\ \sigma_{\text{Ar}(410.29)} &= 1.28 \times 10^{-30} \text{ (m}^2\text{)}^{10)} \\ \frac{A_{23}}{\Sigma A_{2i} - A_{21}} &= 1, \quad \frac{(TQ)_{410.29}}{(TQ)_{451.27}} = \frac{5}{7} \\ N_{\text{In}} \text{ (cm}^{-3}\text{)} &= 5.6 \times 10^{-11} \frac{N_{\text{Ar}} \text{ (cm}^{-3}\text{)}}{S_{\text{Ray}} \text{ (mV)}} S_{\text{LIF}} \text{ (mV)} \quad (4) \end{aligned}$$

第3章 実験装置および実験方法

3.1 実験装置

図2に実験装置の全体図を示す。実験装置は、プラズマ発生装置、レーザー、信号検出部からなる。

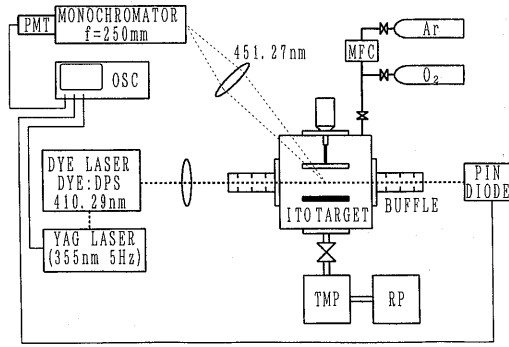


Fig. 2 Experimental setup.

今回の実験では、直径50mm、電極間隔25mmの平行平板電極を用い、直流放電によりプラズマを発生させた。使用した電極は、カソード側にITO(In_2O_3 -10%wt. SnO_2)ターゲット電極を用い、負の高電圧を印加する。アノード側の電極には、ステンレス電極(SUS 304)を用い、アノードとチャンバーはグラウンドとした。また、各粒子の空間分布を測定するため、直線導入端子を用いて電極全体を放電軸方向にスキャンする構造になっている。

スパッタリングガスには高純度 Ar ガス (5 N) を用い、また、反応性ガスとして高純度酸素ガス (4 N) を使用した。圧力のモニターには、電離真空計 (ANELVA MIG-831) とキャパシタンスマンオメーター (MKS) を用いた。

基底状態の In 原子を励起するため、5 Hz で動作させた YAG レーザー (Spectra-Physics, GCR-130) の第3高調波励起色素レーザーを使用した。色素レーザーの色素溶液には、DPS を p-dioxane に溶かした溶液 ($1 \times 10^{-3} \text{ mol/l}$) を用いた。レーザービームは、レンズとアパーチャーにより直径 2 mm のビームとして入射した。In 原子の励起波長 $\lambda_e = 410.29 \text{ nm}$ における出力パワー、スペクトル幅は、それぞれ約 10 kW, 20 pm である。また、レーザーパワーは、フォトピンダイオード (浜松ホトニクス) を用いてモニターし、ジュールメーター (gentec, ED-100A, エネルギー感度 104 V/J, 受光部直径 3.3 mm) により感度較正を行った。

発光分光計測は、Ar 原子、酸素原子・分子、そして In 原子の各励起種に対して行った。Ar 原子の発光

は、陰極降下領域内で非常に強く発光する 772.42 nm ($2 p_2 \rightarrow 1 s_3$) とほとんど発光しない 750.38 nm ($2 p_1 \rightarrow 1 s_2$) の光を観測した (Ar の表記法は、パッシュェン表記である)。酸素の発光では、 $6 s^2 S_{1/2} \rightarrow 5 p^2 P_{1/2}$ 遷移 (777.54 nm) の原子と second negative system の $A^2 \Pi_u \rightarrow X^2 \Pi_g$ 遷移 (312.31 nm) の酸素分子イオンの発光を計測した。また、In 原子の発光は、 $6^2 S_{1/2} \rightarrow 5^2 P_{1/2}^o$ 遷移 (410.29 nm) を観測した。

信号の検出には、分光器 (日本分光 CT-25C, 逆分散 2 nm/mm) と光電子増倍管 (Hamamatsu, R 1509) を用いた。分光器は、レーザービームと垂直になるように配置し、集光レンズ ($f=100 \text{ mm}$) により電極中心部の信号を分光器のスリット上 ($200 \mu\text{m} \times 20 \text{ mm}$) に集光した。集光レンズには、空間分解能を向上するためにアパーチャー ($15 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$) を設け、放電空間における放電軸方向の空間分解能は、 0.3 mm 、観測立体角は、 $6.4 \times 10^{-3} \text{ sr}$ である。分光器により検出した信号は、デジタルストレージオシロスコープ (フィリップス, 500 MHz) により平均化処理し計測した。また、同システムにおいて各励起種の発光分光計測も行った。

3.2 実験方法

ロータリーポンプとターボ分子ポンプによりチャンバーをベース圧力 ($1.5 \times 10^{-8} \text{ Torr}$) まで真空排気した後、微量流量計により任意の酸素分圧 ($0 \sim 0.02 \text{ Torr}$) に設定し、全圧力が 0.10 または、 0.20 Torr となるようにマスフローコントローラーにより Ar ガスの流量を設定した。圧力設定後、任意の放電電圧 ($400 \sim 800 \text{ V}$) に設定し、予備放電を 30 分程度行い、放電が定常状態になった後、計測を行った。また、実験の間、酸素分圧をモニターすることができないため、それぞれの実験が終わった後に、酸素分圧が設定値であることを確認した。

第4章 反応性スパッタリング中の In 原子密度の空間分布

4.1 In 原子の LIF 信号と絶対密度較正

4.1.1 In 原子密度の検出下限

In 原子の LIF 遷移には、3 準位系を用いている。そのため、ITO スパッタリング中の In 原子は、比較的簡単に検出することができた。また、プラズマの背景光は、LIF 信号強度と比べ非常に小さく、SN 比は、非常に良かった。しかし、高い空間分解能を得るため

に観測立体角を小さくしたため、In 原子密度の検出限界は、 $5 \times 10^7 (\text{cm}^{-3})$ であった。

4.1.2 LIF 信号の飽和特性

図3に In 原子の LIF 信号の飽和特性を示す。LIF 信号の飽和特性は、偏光フィルターと ND フィルターを用いてレーザーパワーを減衰させ、信号を計測した。実際のレーザーエネルギー $E=36.5 \mu\text{J}$ において、今回の実験は、飽和パラメータ $S=600$ 、汲み上げ効率 $\eta=0.64$ であり、LIF 信号の飽和条件と広帯域励起条件を満足していることがわかる。

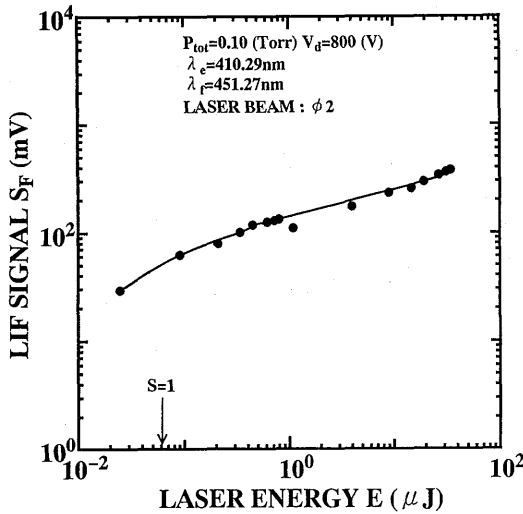


Fig. 3 Saturation characteristics of the LIF signals.

4.1.3 レーザー散乱による絶対密度較正

In 原子の絶対密度較正を行うため、LIF 信号強度を Ar ガスによるレーザー散乱強度と比較することにより光学系の絶対較正を行った。

レーザー散乱の測定は、ロータリーポンプにより 10^{-3} Torr 程度まで真空引きした後、Ar ガスの圧力を 240~720 Torr に設定し、In 原子の励起波長 $\lambda_e=410.29 \text{ nm}$ における Ar ガスの散乱信号を検出した。

図4に Ar ガスのレーザー散乱信号強度の圧力依存性を示す。散乱信号強度は、圧力に対して線形依存性を示し、散乱信号が Ar 原子によるレーザー散乱であることがわかる。この値を用いて式(4)を計算した結果、次式の関係が得られた。

$$N_{\text{In}} (\text{cm}^{-3}) = 5.0 \times 10^7 S_{\text{LIF}} (\text{mV}) \quad (5)$$

今回の実験では、ビューイングダンプを設置しなかったため、迷光の影響が大きく、準大気圧の Ar でしかレーザー散乱信号を検出できなかった。それでも、

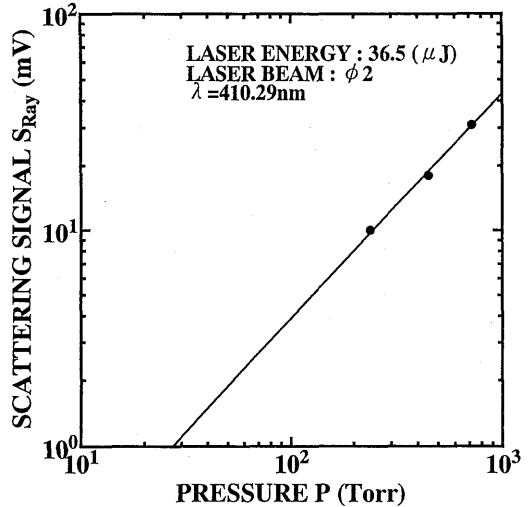


Fig. 4 Pressure dependence of Rayleigh scattering signals.

光学系の感度較正のためには、十分な結果が得られた。

4.1.4 In 原子密度の経時変化

図5に酸素の供給を ON, OFF したときの In 原子密度と放電電流の経時変化を示す。

酸素を供給した状態で予備放電を30分程度行った後を測定開始点としており、その時点での In 原子密度と放電電流の経時変化は、ほぼ一定である。これは、スパッタ率がほぼ一定で、また、LIF 信号が完全に飽和していることを示す。

酸素の供給を OFF にすると、In 原子密度と放電電流は、徐々に増加し15~20分程度で定常状態に落ちつく。ここで再び、酸素供給を ON にすると、2, 3分で定常状態に達する。この相違は、ON→OFF の状態

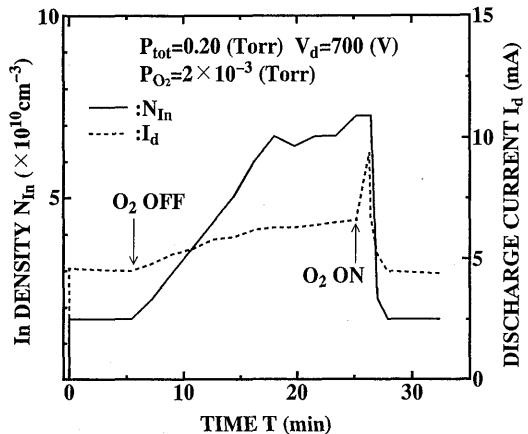


Fig. 5 Temporal variations of density and discharge current.

では、ターゲット表面だけではなく、チャンパー全体に吸着している酸素がゆっくり排気されるために、ITO ターゲットが酸素でおおわれていない定常状態に達する時間が長くなり、OFF→ON 状態では、ターゲットおよびチャンパー全体に瞬間的に酸素が吸着するためと考えられる。

4.2 反応性スパッタリング中の In 原子密度と空間分布

4.2.1 In 原子密度の入力パワー依存性

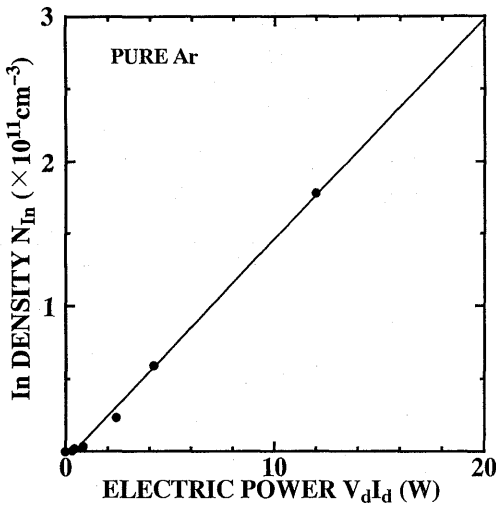


Fig. 6 Discharge power dependence of indium density.

図6は、入力パワーと最大 In 原子密度の関係を表すため、入力パワーを放電電圧と放電電流の積 ($V_d I_d$) と定義し、純粋な Ar ガスにおける各放電条件に対する最大 In 原子密度の値をプロットしたものである。

In 原子密度は、放電入力パワーを大きくするとともに増加し、 $P=0.20 \text{ Torr}$, $V_d I_d=12\text{W}$ の放電条件において、最大 In 原子密度は、 $1.7 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ である。

この結果から最大 In 原子密度は放電入力パワーと比例関係にあること、今回の In 原子の LIF 計測では、励起準位の衝突によるクエンチングや放射トラッピングなどの影響が無視できることがわかった。

4.2.2 In 原子密度の空間分布

図7に圧力0.20Torr, 放電電圧800Vにおいて、酸素分圧を変化させたときの In 原子密度の空間分布を示す。

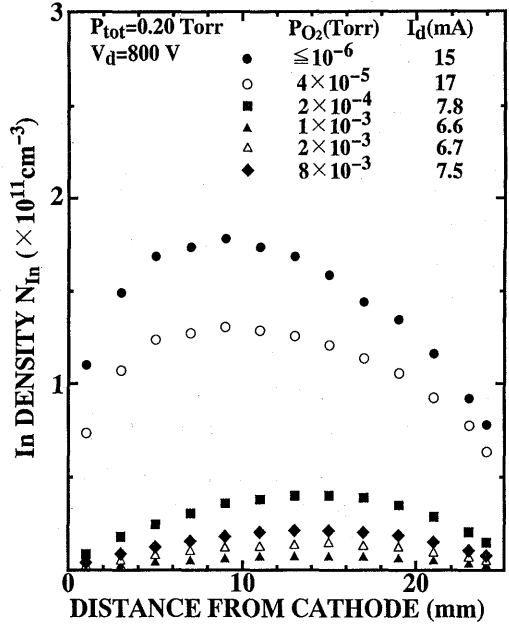


Fig. 7 Spatial distributions of sputtered indium density for various oxygen partial pressure.

In 原子密度の空間分布は、ターゲット表面から任意の距離だけ離れた地点にピークをもち、その後、アノード側に徐々に減少する分布を示す。これは、ターゲットからスパッタされた高エネルギースパッタ粒子が雰囲気ガス原子との衝突緩和により熱化されピークをつくり、その後、拡散によりアノード側に輸送されるためと考えられる。また酸素を付加したとき、In 原子密度とその空間分布に次のような変化がみられる。

- (1) 酸素を付加することにより、In 原子密度は、急激に減少し、 $P_{O_2}=10^{-3} \text{ Torr}$ のとき、最小値を示す。さらに、酸素分圧を大きくしたとき、In 原子密度は、増加する。
- (2) In 原子密度の空間分布において、密度がピークとなる位置が 9 mm ($P_{O_2} \leq 4 \times 10^{-5} \text{ Torr}$) から 15 mm ($P_{O_2} \geq 2 \times 10^{-4} \text{ Torr}$) に変化し、アノード側に移動する。

次に、酸素付加の影響をもっとわかりやすくするために、圧力0.20 Torr, 放電電圧800V における最大 In 原子密度, Ar*の発光, そして放電電流の酸素分圧依存性を図8に示す。

$P_{O_2}=10^{-4} \text{ Torr}$ 付近において、In 原子密度, 発光, 放電電流がともに減少する臨界分圧が存在する。また、In 原子密度の変化は、放電入力パワーの減少よりも

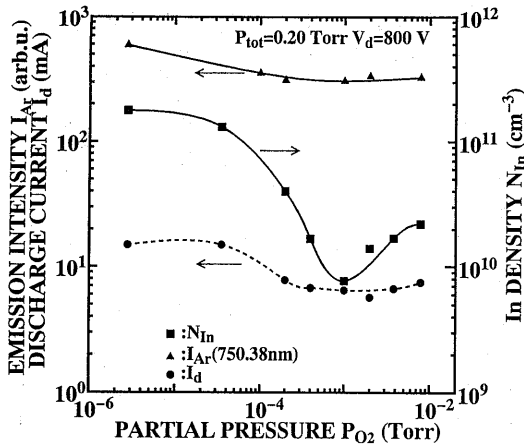


Fig. 8 Oxygen partial pressure dependence of discharge current, emission and indium density.

大きい減少を示し、酸素を付加する前の密度の5%まで減少する。しかし、発光と放電電流の変化は小さく、50%程度の変化しか示していない。プラズマ密度の変化も同様に50%程度である。

4.3 各発光種の空間分布

図9(a)~(d)に酸素分圧を変化させたときの各発光種の空間分布を示す。

図9(a), (b)は、それぞれ陰極降下領域内で強発光を示す $2p_2 \rightarrow 1s_3$ 遷移と、強発光を示さない $2p_1 \rightarrow 1s_2$ 遷移の Ar 原子の空間分布である。

負グロー中 (9mm~25mm) の空間分布は、両遷移とも同じ分布を示し、陰極から10mmのところを極大を示すが、(a)の発光は、陰極前面で非常に強く発光する。酸素付加による空間分布の変化は、ほとんど見られないが、発光強度は、放電電流の減少により、小さくなる。しかし、放電電流が4.9 mA から6.0 mA に増加したとき、発光強度の増加は見られない。また、図9(a)において、陰極降下領域内の強発光強度と負グローにおける発光最大強度の比は、変化していない。

図9(c)~(d)は、それぞれ酸素分子イオンと酸素原子の発光の空間分布である。

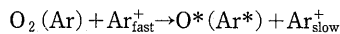
酸素分子イオンの発光は、純粋な Ar の状態でもターゲットからスパッタされる酸素が存在するため観測することができた。しかし、酸素分圧の増加とともに小さくなる傾向を示す。これは、酸素の付加によりプラズマの内部状態が変化し、他の励起準位への励起などが生じているためではないかと考えられる。また、酸素分子イオンの空間分布は、負グローの中心付近

(15mm)で最大となり、Ar 原子の分布とは異なる。また、陰極降下領域内の発光は、弱い。

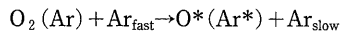
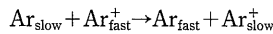
酸素原子の発光は、酸素分圧が 2×10^{-3} Torr から観測することができ、また、その強度は、酸素分圧に比例して大きくなる。発光の空間分布は、シースのエッジ付近 (9 mm) から陰極に向かって発光が増加し、陰極前面において非常に強く発光する。

Ar 原子と酸素原子の発光において観測される陰極降下領域内の発光の増加の原因は、次に挙げる陰極降下領域内における重粒子衝突が考えられる。

(1) イオン衝突解離励起



(2) 高速中性粒子衝突解離励起



4.4 酸素付加によるターゲットへの影響

In 原子密度の減少と放電電流の減少は、ターゲット表面への酸素の吸着によるターゲット表面の酸化により、ターゲット表面の状態が変化することにより説明することができる。

4.4.1 In 原子密度への影響

今、酸素分圧を2つの領域に分けて考える。

(1) $P_{O_2} < 10^{-4}$ Torr

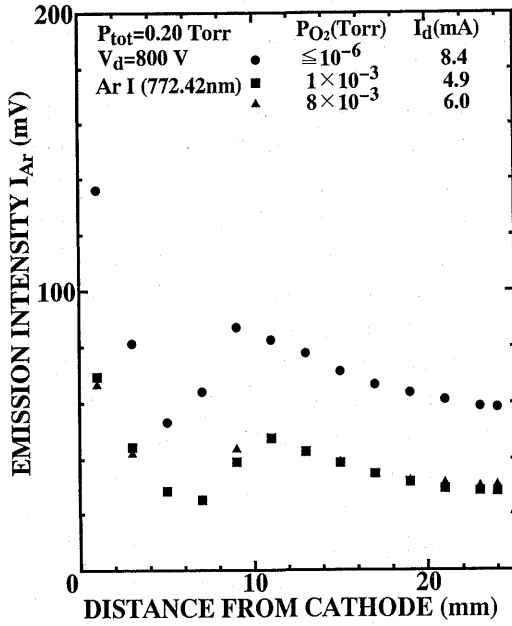
ターゲットに向かうイオンフラックスの方が酸素フラックスよりも大きいため、ターゲット表面に酸素吸着は生じない。

(2) $P_{O_2} \geq 10^{-4}$ Torr

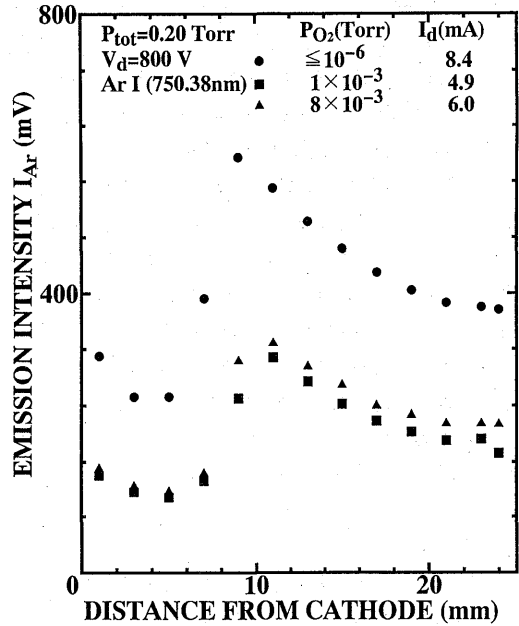
イオンフラックスよりも酸素フラックスの方が大きくなるため、ターゲット表面で酸素の吸着が生じ、ターゲット表面の酸化が生じている。

(1)の領域では、酸素付加の影響は、ほとんど無く、純 Ar によるスパッタリングと同じ状態と考えられる。しかし、(2)の領域では、ターゲット表面の酸化により、ターゲット表面層の結合エネルギーが大きくなるため、スパッタ率は、減少し、そのため、In 原子密度は、急激に減少する¹¹⁾。また、結合エネルギーの増加により、スパッタ粒子の運動エネルギーは増加し、ピークの位置は、ターゲットからより遠くに移動すると考えられる。

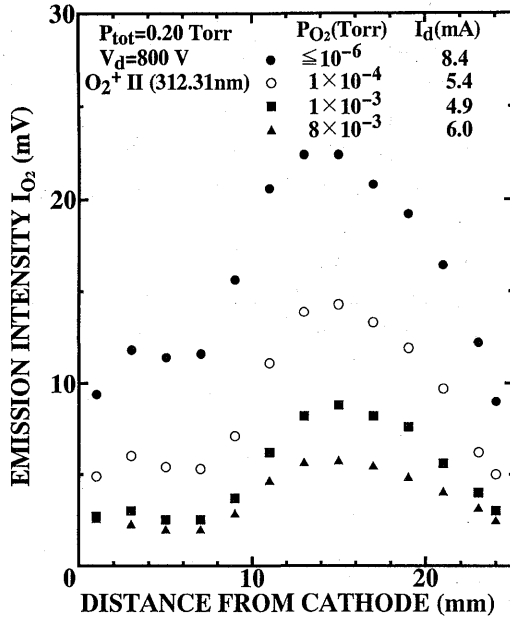
金属酸化物のイオンビームスパッタにおける研究において、酸化した金属ターゲットのスパッタでは、スパッタ率の減少、スパッタ粒子の平均エネルギーの増加、励起状態のスパッタ粒子の発生などの現象が報告



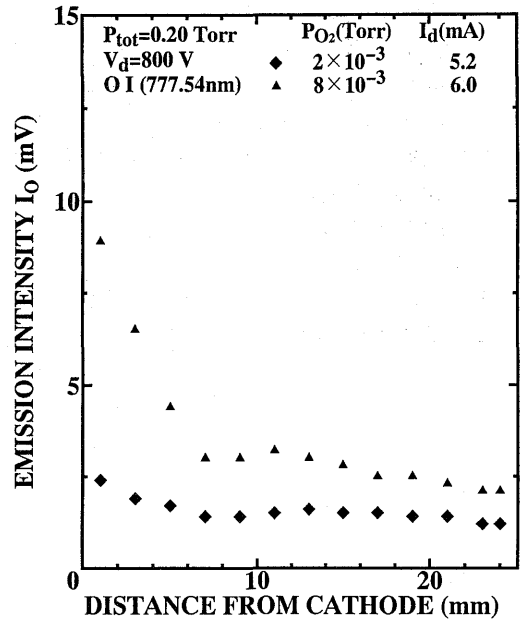
(a) Ar I : 772.42nm



(b) Ar I : 750.38nm



(c) O₂ II : 312.31nm



(d) O I : 777.54nm

Fig. 9 Spatial distributions of optical emission

されている¹²⁾。ITO セラミックターゲットの場合においても、ITO が導電性ターゲットであるため同様なメカニズムが可能と考えられる。

4.4.2 放電電流への影響

放電電流の変化においても、ターゲット表面の酸化により次のことが考えられる。

一般に、1) 酸化物の2次電子放出係数 γ は、金属ターゲットよりも大きく¹³⁾、ITO ターゲットの酸化の進展にともない、 γ 係数が増加する。次に ITO の主なキャリアは、酸素の空格子点 (vacancy) と Sn^{4+} である。そのため、酸素の吸着により、酸素の空格子点は、減少し、ITO の表面に抵抗性の層が形成される。したがって、2) この抵抗性の層の形成により陰極降下電圧が減少し、 γ 係数は、減少する。これらの2つの効果は、お互いに相反するものであるが、1) の効果は、ITO ターゲットがもともと酸化物であることから、小さいと考えられ、2) の効果による γ 係数の減少の方が大きいと思われる。結局、1) と 2) の効果が相殺するため、放電電流の変化は、小さく、プラズマ密度は、酸素分圧にあまり依存しないと考えられる。

第5章 結 論

透明導電性薄膜 (ITO) を形成する反応性スパッタリング中の In 原子密度および各発光種の空間分布、酸素分圧依存性などを調べた結果、次のことがわかった。

- (1) 反応性スパッタリング中において In 原子の検出と絶対密度較正に成功した。
- (2) 純 Ar を用いたスパッタリングにおける In 原子密度は、全圧力 0.2 Torr, 放電電圧 800 V, 放電電流 15 mA のとき約 10^{11}cm^{-3} であった。
- (3) In 原子密度とその空間分布は、酸素分圧に対して非常に大きな影響を受け、ある臨界分圧以上の酸素を加えることにより、In 原子密度は、1桁以上の減少を示す。

終わりに、本実験に協力いただいた卒業生の AHMAD ZAIN LOKIMAN 氏に感謝いたします。

参 考 文 献

- 1) V Tvarožek, I Novotný, R Harman and J Kováč, Vacuum, vol.36, No. 7 - 9 (1986) 479.
- 2) S. Ishibashi, Y. Higuchi, Y. Ota and K. Nakamura, J. Vac. Sci. Technol, A 8(3) (1990) 1403.
- 3) M. Buchanan, J. B. Webb, and D. F. Williams, Appl. Phys. Lett., vol. 37, No. 2 (1980) 213.
- 4) Y. Takubo, Y. Takasugi, and M. Yamamoto, J. Appl. Phys., vol. 64, No. 3 (1988) 1050.
- 5) K. Tachibana, T. Mukai and H. Harima, Jpn. J. Appl. Phys., vol. 30, No. 7 A (1991) 1208.
- 6) A. Kono, N. Koike, K. Okuda and T. Goto, Jpn. J. Appl. Phys., vol. 32, Part 2, No. 4 A (1993) 543.
- 7) R. A. Gottscho, G. Smolinsky and R. H. Burton, J. Appl. Phys., vol. 53, No. 8 (1982) 5908.
- 8) P. Bicchi, A. Kopystynska and M. Meucci, Phys. Rev. A, vol. 41, No. 9 (1990) 5257.
- 9) M. Hamamoto, M. Maeda, K. Muraoka and M. Akazaki, Jpn. J. Appl. Phys., vol. 20, No. 9 (1981) 1709.
- 10) A. W. DeSilva and G. C. Goldenbaum; *Methods of Experimental Physics*, Vol. 9 of Plasma Physics, (Academic, New York, 1970) 107.
- 11) B.R. NATARAJAN, A. H. ELTOUKHY AND J. E. GREENE, Thin Solid Films, vol. 69 (1980) 217.
- 12) E. Dullni, Appl. Phys. A, vol. 38 (1985) 131.
- 13) G. Mohan Rao and S. Mohan, J. Appl. Phys., vol. 69, No. 9 (1991) 6652.