

## スパッタリングプラズマにおける Cu 原子密度と発光強度

表面物性研究室 山城 かおり

T 995083 Kaori YAMASHIRO

## 目的

銅をスパッタリングすると、Cu 原子から 324 nm と 510 nm の発光ピークが観測される。これらのピークは始状態を共有し、前者の終状態が Cu 原子の基底状態である。これらの発光強度比からプラズマ中の銅原子密度の推定するための理論的な関係を導く。

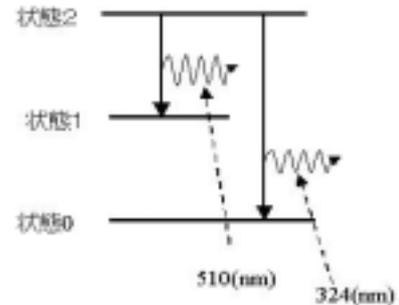


図 1. 三準位間の遷移

## 原理

プラズマの長さを  $L$ 、324 nm の発光強度を  $I_{20}$ 、510 nm の発光強度を  $I_{21}$  とすると、これらの比は次のようになる。

$$\frac{I_{21}}{I_{20}} = \frac{a_{21} \int_0^{\infty} 1 - \exp\left(-k_{v_{21}} L \exp\left[-\left\{2\sqrt{\ln 2}(\nu - \nu_{21})/\Delta\nu_{D_{21}}\right\}^2\right]\right) d\nu}{a_{20} \int_0^{\infty} 1 - \exp\left(-k_{v_{20}} L \exp\left[-\left\{2\sqrt{\ln 2}(\nu - \nu_{20})/\Delta\nu_{D_{20}}\right\}^2\right]\right) d\nu}$$

$$\text{ただし } a_{nm} = \frac{c}{4\pi} \frac{A_{nm} N_n}{B_{mn} N_m - B_{nm} N_n} \text{ また } k_{v_{nm}} = \frac{2}{\Delta\nu_{D_{nm}}} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \frac{c^2}{8\pi\nu_{nm}} \frac{g_n}{g_m} A_{nm} N_m \left(1 - \frac{g_m}{g_n} \frac{N_n}{N_m}\right)$$

ここで  $N_n$  と  $g_n$  は各準位の密度と統計重率、 $A_{nm}$ 、 $B_{mn}$ 、 $B_{nm}$  はアインシュタイン係数、 $\nu_{nm}$  は遷移の中心振動数、 $\Delta\nu_{D_{nm}}$  はピークのドップラー広がりである。

## 結果と考察

図 2 は  $N_2/N_0$  を  $10^{-4}$  に固定した場合に、 $I_{21}/I_{20}$  が  $N_0$  にどのように依存するかを表わした図である。 $N_0$  が小さい場合、吸収の量は少ないため、発光強度の比は主として自然放出の確率によって決まる。すなわち発光強度の比は  $N_1/N_0$  の割合に関係なく、どれも一定になる。

これに対して  $N_0$  (および  $N_1$ ) が大きくなると、吸収係数  $k$  が大きくなる。また  $N_1$  が  $N_2$  よりも十分大きくなると、それぞれの発光遷移における  $k$  は  $N_0$  と  $N_1$  だけで決まるようになり、発光強度の比率は一定となる。

吸収分光などによって計測されたスパッタ成膜時の典型的な原子密度の報告値はおおよそ  $10^{16} \sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$  であり、ちょうど強度比が遷移する領域に対応している。実際に本研究室において実験で観測されている強度比も約 0.01~1 のオーダーであり、発光強度比による原子密度の推定が可能であることが理解できる。

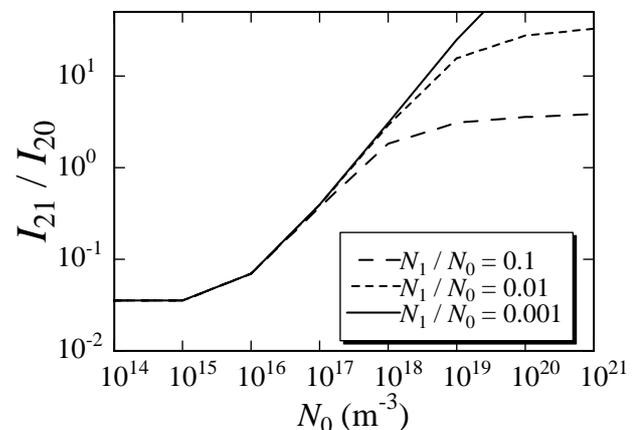


図 2  $N_2/N_0 = 10^{-4}$  における発光強度比の  $N_0$  依存性