

大気圧非平衡プラズマの電子エネルギー分布関数の測定可能性

赤塚 洋、大西 広、Thijs van der GAAG、根津 篤

東工大 研究院 先導研

たとえ低電子密度でも大気圧プラズマであれば、高密度の中性粒子との制動放射により、連続スペクトルが卓越した形で放出されることが期待され、実際多くの実験結果がその事実を示している[1]。計測された連続スペクトルについて、例えばMaxwell型の電子エネルギー分布を仮定すれば、測定された連続スペクトルのピーク波長から電子温度を求めることができ、絶対校正を施して強度を測定すれば、電子密度も求められる [2]。

しかし、連続スペクトルの与える情報の、さらなる解釈の可能性は、単なる温度の導出にとどまらない。連続スペクトルの発光強度の波長依存性は、数学的には電子エネルギー分布関数EEDFと、運動量移行断面積を含むカーネル関数との積の積分で表される。すなわち、連続スペクトルの分光放射率 ε_{ca} は次式で与えられる[2, 3]。

$$\varepsilon_{ca} = \sqrt{\frac{2}{m_e}} \frac{N_e N_a}{\lambda^2} \frac{hc}{4\pi} \int_{h\nu}^{\infty} Q_{ca}^B(\lambda, \varepsilon) \sqrt{\varepsilon} f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (1)$$

ここに、 N_a は衝突対象原子密度、 λ は光子波長、 h はPlanck定数、 c は光速、 f は電子エネルギー分布関数(EEDF)である。 Q_{ca}^B は電子原子制動放射断面積で、運動量移行断面積 Q_{ca}^{mom} から以下のように求めることが可能である。

$$Q_{ca}^B(\lambda, \varepsilon) = \frac{8\alpha}{3\pi} \frac{\varepsilon}{m_e c^2} \left(1 - \frac{hc}{2\lambda\varepsilon}\right) \sqrt{1 - \frac{hc}{\lambda\varepsilon}} Q_{ca}^{mon}(\varepsilon) \quad (2)$$

α は微細構造定数である。即ちカーネル関数 $R(E', \varepsilon)$ を(3)のように定義すると(ただし、 E' は連続スペクトルの光子エネルギー、 ε はプラズマ内の電子エネルギー)

$$R(E', \varepsilon) = \frac{hc}{4\pi} \sqrt{\frac{2}{m_e}} \frac{N_e N_a}{\lambda^2} Q_{ca}^B(E', \varepsilon) \sqrt{\varepsilon} \quad (3)$$

(1)式は以下のように変形することが可能である。

$$\varepsilon_{ca}(E') = \int_{\varepsilon=E'}^{\infty} R(E', \varepsilon) f(\varepsilon) d\varepsilon \quad (4)$$

(4)式は連続スペクトルの波長依存性 $\varepsilon_{ca}(E') = \varepsilon_{ca}(\lambda)$ から未知関数として $f(\varepsilon)$ を求めようとした場合、方程式の形が第1種ボルテラ積分方程式となっていることを意味する。したがって、連続スペクトルの測定から、原理的にはEEDFを導出することが可能であることとなる[3]。本発表ではその数学的な説明と、可能性あるその解法に関し、講演する。

[1] S. Park, W. Choe, H. Kim and J. Y. Park: Plasma Sources Sci. Technol. **24**, 034003 (2015).

[2] 大西広、根津篤、赤塚洋：第35回プラズマ・核融合学会年会 6P14 (2018).

[3] 赤塚洋：応用物理 **87** [11] 821 (2018).