レター

分岐線対法のための完全なスリット照明法

大塚 正 元

名古屋大学プラズマ研究所 名古屋市千種区不老町 (〒464)

(1987年12月28日受理)

Perfect Slit-Illumination Method for the Branching Ratio Technique

Masamoto OTSUKA

Institute of Plasma Physics, Nagoya University, Nagoya, 464

(Received December 28, 1987)

Synopsis

A visible spectrometer, a lens, a light source like a plasma and a VUV (Vacuum Ultra-violet) spectrometer are placed in a line so that the two entrance slits are set in a conjugate relation with each other in size and location with respect to the lens, and so are the diaphragms which limit the light paths to the respective spectrometers. It is shown that when a visible ray along a path through the light source enters the visible spectrometer, a VUV ray in the reverse direction through the same path enters the VUV spectrometer and vice versa. Thus, this slit-illumination method perfectly satisfies a condition necessary for the branching ratio technique that both the spectrometers should see the same part of the light source.

1. ま え が き

分岐線対法は^{1,2)}、真空分光器の感度較正法として、既によく知られている方法と思われる。この方法では、同じエネルギー単位からの遷移に伴い、一つは真空紫外域に、今一つは可視域にあって、共に遷移確率が既知である一対のスペクトル線の強度比から感度を求める。従って、この方法を誤差なく適用するために必要な条件の一つは、較正される真空分光器と基準を与える可視分光器とが、光源の同一部分を見るように光学系を配置することである。光源としては、真空紫外域にある多価イオン線を観測する必要上、通常、放電プラズマが用いられるが、このように三次元的なひろがりを持ち、空間的にも時間的にも一様に保つことが困難な光源に対しては、上

記の条件を満たすことは特に重要である。しかしながら、真空紫外光に対しては、可視光に対する程容易に結像系が構成できないということも、恐らく、理由の一つになって、一般に、上記条件を完全に満たすことは困難とされて来たようであり、実際、今までに行われている例では、この条件は近似的に満たされているに過ぎないと考えられる。

本編では、一個のレンズを用い、入射スリットならびに絞りの大きさと位置とを適当に選ぶことにより、この条件を完全に満たすスリット照明法が得られることを示す。

2. 原 理

本スリット照明法の模式図を Fig. 1 に示す。可視及

Fig. 1. Schematic diagram of the slit-illumination method.

VISIBLE: visible spectrometer, VUV: vacuum ultraviolet spectrometer, LS: light source, L: lens, S and S': slits of the visible and VUV spectrometers, respectively, D and D': diaphragms for the respective spectrometers.

This diagram represents a section by a plane which contains a meridional optical path PQP'.

び真空紫外の分光器を互に向いあわせ、光源 LS と凸レンズ L をはさんで一直線状におく。両分光器の入口スリット S, S' の面は、直線 S_0, S'_0 に垂直である。この図では、 S_0, S'_0 は、それぞれ可視、真空分光器の入口スリットの中心と、直線 S_0, S'_0 はレンズの光軸と一致しているが、このことは、下に述べるスリットと絞りに対する条件を満たすについて収差が問題にならない限り、必ずしも本質的ではない。なお、光源を入れる真空容器は図では省略されている。S, S' の開口面は、その大きさと位置とが L に関して互に共役の関係にある。また、両分光器への光路を制限するための絞り D, D' についても同様の関係が満たされている。いうまでもなく、スリットと絞りとを通過した光は、すべてそれぞれの分光器の検知器に到達する。スリットと絞りの位置関係、その大きさ、形についてはこれらの外に制限はない。

Fig. 1 において、P を S の開口面上の一点、P' を S' 面上のその共役点とする。P を通り、絞り D に入る光路は、D に共役な絞り D' を必ず通る。このような光路の一つを PQP' とする。Q は光路 L との交りである。従つて、この図は、光路が共役点 P, P' と光軸 S_0, S'_0 とを含む面、即ち、子午面に含まれる場合の、この面による光学系の断面図であり、絞りとの交点 D_1 は D'_1 と、

D_2 は D'_2 と互に共役である。光路が子午面内でない時も以下の議論は成立つ。

観測の対象とする振動数 ν の可視光及び振動数 ν' の真空紫外光の放射にかかわる上のエネルギー準位にある原子、または分子、の数密度を n 、それらのスペクトル線の放射に関する単位時間あたりの遷移確率をそれぞれ A, A' とすると、等方放射の場合、それぞれの放射係数(単位体積、単位時間、単位立体角あたりに放射される光のエネルギー) ϵ, ϵ' は

$$\epsilon = \frac{h\nu n A}{4\pi}, \quad (1)$$

$$\epsilon' = \frac{h\nu' n A'}{4\pi} \quad (2)$$

で与えられる。ここで h は Planck の定数である。一般に、 n 、従つて ϵ, ϵ' は位置と時間との関数である。媒質が光学的にうすい場合には、P における $\vec{QP}$ の方向の可視光の放射輝度 I は

$$I = T_L \int_{B_1}^{B_2} \epsilon ds, \quad (3)$$

P' における $\vec{QP'}$ 方向の真空紫外光の放射輝度 I' は

$$I' = \int_{B_1}^{B_2} \epsilon' ds \quad (4)$$

である。ここで、 B_1, B_2 はこの光路と光源の境界との交点であり、 ds は B_1 から B_2 の方向への直線距離の微分を、 T_L はレンズ L (実際問題としては、真空容器の窓板をも含めて) の可視光に対する (反射損を考慮に入れた) 透過率を表す。可視光はレンズで屈折しているが、一般に、媒質の屈折率の不連続面での反射を無視すれば、一本の光路上で光源のないところでは、放射輝度/(屈折率)² は一定値をとること³⁾、ならびに、光源容器内のほぼ真空中と可視光観測空間の大気中とでの屈折率の差異は無視し得ることから式 (3) が得られる。

P の近傍の微小面積 da を通り、 PQ のまわりの微小立体角 $d\Omega$ に含まれて分光器に入射する可視光の放射束 $d^2\Phi$ は

$$d^2\Phi = I \cos \theta d\Omega da \quad (5)$$

で与えられる。ここで θ は、面 S に対する P での法線と PQ とのなす角である。 P' の近傍にあって、 da に共役な微小面積を da' とし、 P を通り、 $d\Omega$ 内に含まれる可視光線束が P' につくる光線束の張る立体角を $d\Omega'$ とすると、 da' を通り $d\Omega'$ 内に含まれる入射真空紫外放射束 $d^2\Phi'$ は

$$d^2\Phi' = I' \cos \theta' d\Omega' da' \quad (6)$$

である。 θ' は面 S' に対する P' での法線と $P'Q$ とのなす角である。

ここで、 da を光源、 da' を可視光によるその像と考えると、レンズ L に収差がない時には、 da を出て立体角 $d\Omega$ 内を進む光線は、すべて da' を立体角 $d\Omega'$ 内で通過するので、 da ならびに da' を通過する放射束は互に等しい。即ち、

$$\cos \theta d\Omega da = \cos \theta' d\Omega' da' \quad (7)$$

が成立つ。これは、光軸上の共役点に関して、無限小でない角 θ, θ' に対しても収差のない結像を得るための条件として知られている Abbe の正弦条件の拡張と考えられる (付録参照)。式 (7) の両辺に $\int_{B_1}^{B_2} nds$ を乗じて、 Ω について積分する。積分領域は、断面角 D_1PD_2 に対応する立体角で、これを Ω_P と書く。この立体角内の光路は、 D_1' が D_1 の、 D_2' が D_2 の共役点であることから、すべて断面角 $D_1'P'D_2'$ に対応する立体角 $\Omega_{P'}$ 内に入る。 $d\Omega'$ は $d\Omega$ に共役な立体角要素であることに注意すると、

$$da \int_{\Omega_P} \cos \theta \int_{B_1}^{B_2} ndsd\Omega = da' \int_{\Omega_{P'}} \cos \theta' \int_{B_1}^{B_2} ndsd\Omega' \quad (8)$$

となる。更に両辺を S の開口面内にわたって、 P の位置座標について積分する。 da' は da に共役な面要素であることを考慮すれば、

$$\begin{aligned} & \int_a \left[\int_{\Omega_P} \cos \theta \int_{B_1}^{B_2} ndsd\Omega \right] da \\ &= \int_{a'} \left[\int_{\Omega_{P'}} \cos \theta' \int_{B_1}^{B_2} ndsd\Omega' \right] da' \end{aligned} \quad (9)$$

が得られる。ここで a, a' はそれぞれ S 及び S' の開口面を表す、式 (9) は、このスリット照明法が、はじめに述べた必要条件を完全に満していることを示す。

可視ならびに真空紫外分光器に入る放射束 Φ, Φ' は、式 (5), (6) を関係する立体角及びスリットの開口面にわたって積分することにより得られる。それぞれの分光器内部の透過率 T, T' 、ならびに、可視光に対しては更に T_L は、厳密には各光線に対して、例えば、 P の位置座標及び P での光線の方を表す座標の関数であるが、実際的には、これらは一定値と考えて差支えない、検出器の信号を可視、真空紫外光に対してそれぞれ J, J' とし、放射束に対する検出器の感度を k, k' とすると、

$$J = kTT_L \frac{h\nu A}{4\pi} \int_a \left[\int_{\Omega_P} \cos \theta \int_{B_1}^{B_2} ndsd\Omega \right] da, \quad (10)$$

$$J' = k'T' \frac{h\nu' A'}{4\pi} \int_{a'} \left[\int_{\Omega_{P'}} \cos \theta' \int_{B_1}^{B_2} ndsd\Omega' \right] da' \quad (11)$$

となる。式 (9) により、比 J'/J が光源の状態に無関係に

$$\frac{J'}{J} = \frac{k'T'\nu'A'}{kTT_L\nu A} \quad (12)$$

で与えられる。可視光に関する量 kTT_L は、別に標準光源を用いて測定できるので、式 (12) から真空紫外光に対する分光器としての総合感度 $k'T'$ が求められる。

即ち、式 (9) のために、式 (12) が、反射率 T_L, T, T' の非一様性にもとづく誤差だけを含んで成立つことがわかり、このスリット照明法の有用性が示された。

文 献

- 1) W.C. Griffin and R.W.P. McWhirter: *Proc. Conf. Optical Instruments and Techniques*, ed. K. J. Habell (Chapman and Hall, London, 1962) p. 14.
- 2) E. Hinnov and F.W. Hofmann: *J. Opt. Soc. Am.* **53** (1963) 1259.
- 3) 例えば、大塚正元：核融合研究 **52** (1984) 255.

付 録

P, P' がそれぞれ S_0, S_0' に一致する時には, $S_0 S_0'$ のまわりの方位角を φ として, 立体角は

$$\begin{aligned} d\Omega &= \sin \theta d\theta d\varphi, \\ d\Omega' &= \sin \theta' d\theta' d\varphi \end{aligned}$$

で与えられ, da' の da に対する横倍率を M とすると,

$$da' = M^2 da$$

であるから, 式 (7) は

$$\sin \theta \cos \theta d\theta = M^2 \sin \theta' \cos \theta' d\theta'$$

となる. 積分して

$$\sin^2 \theta = M^2 \sin^2 \theta',$$

即ち,

$$\sin \theta = M \sin \theta'$$

を得る. これは Abbe の正弦条件である.