報 文 2

ファブリ・ペロ干渉計の二次元イメージ計測法と電子衝撃発光
スペクトルドップラー線形測定装置への応用

中 島 慶 治・小 川 禎 一 郎

九州大学総合理工学研究科分子工学専攻 春日市春日公園 6-1 (〒819)

(1989年4月19日受理)

Fabry-Perot Interferometry with an Image Acquisition System
and its Application to an Analysis of the Doppler
Profile Excited by Controlled Electron Impact

Keiji NAKASHIMA and Teichiro OGAWA

Department of Molecular Science, Kyushu University, Kasuga-shi, Fukuoka 816.

(Received April 19, 1989)

A new optical instrument has been designed and constructed for measurements of Doppler profiles produced in molecular dissociation under controlled electron-impact excitation. The Doppler profiles were measured at a high optical resolution ($0.1\sim0.01\text{ \AA}$) with a Fabry-Perot interferometer equipped with a Photon-Counting Image Acquisition System. Use of a image aquisition system increased the sensitivity of the Doppler profile measurements by about ten times in comparison with a conventional photon counting method.

1. 緒 言

電子-分子衝突により生成する励起原子の発光のドップラー線形の測定は、解離原子の並進運動エネルギー分布や電子ビームに対する角度分布を求めることができ、分子の高励起状態や衝突の動力学を知る上で有効な方法である¹⁾。著者らは、ファブリ・ペロ干渉計を用いることにより、高感度かつ高分解能でドップラー線形の測定ができることを報告してきた²⁾。ファブリ・ペロ干渉計は、回折格子分光器に比べ測定できる波長範囲は狭いが、分解能が高く、明るいという利点があり³⁾、原子発光のドップラー線形の測定には極めて適している。しかしながら、極微弱光を対象とすることも多く、迅速な測定のためには分光系の検出感度向上が急務であった。

分光測定の効率向上をはかる方法として、回折格子分

光器と多チャンネル検出器(例：フォトダイオードアレイ)とを組み合わせ、同時多波長検出する例が数多く報告されている。回折格子分光器では入射スリットから入って回折された光は、出射スリットの位置で一次の分散を持ち、現在数多く市販されているフォトダイオードアレイ等の一次元多チャンネル検出器により効率よく計測が行える。一方、ファブリ・ペロ干渉計は、同心円状の干渉縞を持つ。従って、通常の一次元多チャンネル検出器では干渉縞全体を計測することができず、二次元のイメージ処理が可能な位置敏感検出器 (Position Sensitive Detector: PSD) が必要となる。

本研究では、ファブリ・ペロ干渉計によるドップラー線形測定の感度を更に向上させるため、二次元光子計数型画像計測装置を用いてイメージ計測を行い、多波長同時計測化した。これにより測定感度を約一桁向上させ、

電子-分子衝突により生成する微弱な発光スペクトルのドップラー線形を高分解能かつ高感度に測定する装置を試作した。ファブリ・ペロ干渉計を画像計測により高感度化した例は他に見あたらないので、ここにその詳細を報告する。

2. ファブリ・ペロ干渉計の多波長同時計測

2.1 二次元画像計測装置

極微弱光のドップラー線形の測定を行うために、ファブリ・ペロ干渉計と組み合わせる画像測定装置に必要な条件は次の二つである。

- ①円状の干渉縞を計測するため、二次元のイメージ計測が高い位置分解能のもとに可能である。
- ②極微弱光の測定を行うため、単一光子計数、またはそれに匹敵する検出感度 (S/N) を持つ。

すなわち、多数の光電子増倍管を二次元的に配列したものと同様な性能を有する単一光電子計数システムが必要である。これらの条件を満たす高感度な検出方法として二次元画像計測装置がある。その原理を Fig. 1 に示す。光電面 (PL) で発生した光電子は、電子レンズ (EL) により MCP に導かれ、3 枚の MCP により最初の面位置を保つまま約 10^7 倍に増幅され、二次元の PSD (半導体素子) に入射する。光電子信号は PSD の抵抗層を通して4つの電極 (A, B, C, D) より各々の電極までの距離に応じた大きさのパルス信号として出力される。4つの信号パルスをもとに、位置演算装置 (Position analyzer) により入射位置を計算し、X-Y アドレ

スを入力する。これをマイクロコンピュータで処理し、二次元の光子画像を得る。これらの PL, EL, MCP, PSD は一体化されて市販されており、本研究では浜松フォトニクス製 Photon-counting Image Acquisition System (PIAS) を用いた。PIAS の検出管 (N 1831U-00) は、有効径 15mm の光電面を有し、 $60\mu\text{m}$ の位置分解能を持つ。周辺部は画像の歪みが大きかったので、中心部の 10mm 径の部分のみを利用した。

測定上問題となる点は、

- (1) 位置演算装置の変換時間が約 $10\mu\text{sec}$ かかるため、10000 cps 以下の入射光しか検出できない。
- (2) 部分的に強い入射光があると PSD が飽和を起し、正しい測定が行えない。

これらの問題点の内、(1) は明るいドップラー線形の測定が困難となり注意を要する。(2) に関しては、ドップラー線形はブロードであるためあまり問題にならないが、よりシャープな像の測定を行うときに問題となろう。

2.2 イメージ計測による感度向上

ファブリ・ペロ干渉計は、Fig. 2 に示すように一対の平行な鏡面 (エタロン板) 間で光を往復させて干渉させて分光する。このさい、光路差 Δ は、

$$\Delta = 2nt \cos \theta \quad (1)$$

で与えられ、エタロン面に対する入射角度により透過波長が決まる。ここに n はエタロン板間の媒質の屈折率、 θ は入射光とエタロン板の法線のなす角、 t はエタロン

Fig. 1 Schematic diagram of PIAS

PL: Photoelectric plane. EL: Electron lens. MCP: Microchannel plates.
PSD: Position sensitive detector.

Fig 2. Principle of the Fabry-perot interferometer.

ET: Etalons. L: Lens. l: Focal length of the lens. R: Length from the center of the interferogram. ΔR : resolution of the position on PIAS.

板の間隔である。入射光の透過条件は $d=2m(\lambda/2)$ (m は整数) のときであるから、

$$m\lambda = 2nt \cos \theta \quad (2)$$

となる。ここでエタロン板に垂直に入射している ($\theta=0$) ある次数 m の入射光の波長を λ_0 とすると、 $m\lambda_0 = 2nt$ である。このとき (2) 式より、

$$\lambda = \lambda_0 \cos \theta \quad (3)$$

が得られ、透過波長はエタロン面に垂直に入射した場合で最大となり、入射角度が小さくなるにつれて短波長になる。ファブリ・ペロ干渉計により分光した光を焦点距離 l の結像レンズにより集光した場合、波長 λ_0 の光を中心に同心円状の干渉縞を生じ、 λ は中心点からの距離 R の自乗に比例して変化する。

$$\lambda \approx \lambda_0 [1 - (R/l)^2 / 2] \quad (4)$$

従って、単位半径当りの波長分散は次のように R とともに増大する。

$$d\lambda/dR = -\lambda_0 R/l^2 \quad (5)$$

(5) 式より、光電面の周辺部において波長分散は最大になる。従って、ファブリ・ペロ干渉計の干渉縞をイメージ計測した場合、その波長分解能を決めるのは光電面の最外周における PSD の位置分解能である。ここで PSD の干渉縞の半径方向の分解能を ΔR とすると、得られる波長分解能 $\Delta \lambda$ は、

$$|\Delta \lambda| = \Delta R \lambda_0 R_{\max} / l^2 \quad (6)$$

ここで $R_{\max}$ は光子画像計測装置の光電面の半径である。一方、通常の光電子増倍管とピンホールを用いた単一チャンネルの測定を行った場合において、(6) 式と等しい波長分解能を与えるピンホールの半径 R_0 は (4) 式より与えられ、

$$|\Delta \lambda| = \lambda_0 R_0^2 / 2l^2 \quad (7)$$

(6), (7) 式より、同一の分解能を得るために必要なピンホールの面積と光電面全体の面積の比は次式で与えられる。

$$\pi R_{\max} / \pi R_0^2 = R_{\max} / 2 \Delta R \quad (8)$$

λ_0 付近で入射光の強度分布が均一な場合は、光電面全体の入射光子密度は均一であるため、(7) 式はピンホールによる測定と多波長同時測定の入射光の強度比となる。光電面の量子収率が等しい場合、これはイメージ計測とピンホールによる測定の感度比を与える。我々の使用した検出管では、光電面の使用領域の半径 $R_{\max} = 5 \text{ mm}$ 、安定して得られる画像分解能 $\Delta R \approx 0.1 \text{ mm}$ であった。従って、本装置により最大で約 25 倍の感度向上が期待できる。

3. 電子衝撃発光ドップラー線形測定装置

電子衝撃発光スペクトルを多波長同時計測法により効率よく測定する装置の試作を行った。この装置は Fig. 3 に示すように、電子-分子衝突が起こる衝突室と、多波長同時計測ファブリ・ペロ干渉計を中心とする分光制御系の二つの部分に大別される。

3.1 衝突室

電子-分子衝突室は、ステンレススチール製の直径 350mm の円筒形であり、排気速度 500 l/s のターボ分子ポンプ (理学計測製 RTP-500) により排気される。到達真空度は 10^{-7} Torr のオーダーである。衝突室中には外部より操作可能な回転台があり、電子銃とガスセルが置かれている。本報告で使用した N_2 ガスでは計算上ガスセル内外で約 50 倍の圧力差が得られる。真空槽の内側には円筒形の μ -メタルを置き、地磁気を遮蔽している。残留磁場は、30~40 mG である。

電子ビームは、Ca, Sr, Ba の酸化物を塗布したタンダステンフィラメントから熱電子を発生させ、4 枚の電子レンズにより収束しガスセルに導く。電子-分子衝突による発光スペクトルは真空槽の観測窓から測定するが、回転台を回すことによりガスセルと電子銃全体を回転させて電子ビームの方向を変え、発光観測方向を変化させられる。

3.2 分光系・制御系

ファブリ・ペロ干渉計 (溝尻光学製) のエタロン板間の媒質 (窒素ガス) の圧力を変えることにより屈折率を変え波長掃引を行った。

ファブリ・ペロ干渉計の圧力掃引と光子画像計測装置の制御はマイクロコンピュータ (EPSON PC-286) に

Fig. 3 Schematic diagram of the whole apparatus.

The collision chamber is shown in the left, the Fabry-Perot interferometer in the center and the PIAS in the right.

L: Lenses. IF: Interference filter. F-P: Fabry-Perot interferometer.

より行った。光子画像計測装置とマイコンは自作のI/Oボードにより接続され、電子衝撃発光のドップラー線形をファブリ・ペロ干渉計で分光した後、光子画像計測装置によりイメージ計測する。この光子画像は一定時間積算して得られた像を(4)式により各波長に対する光子計数に置き換えて積算を行う。即ち、各格子点上のXY座標から中心点からの距離 R を求め、 R の二乗に比例する波長 λ を求め、その波長の計数にこの格子点の計数値を加算する。ファブリ・ペロ干渉計を波長掃引しながら、この操作を繰り返してドップラー線形を積算する。この変換の比例定数(λ_0/l^2)及び中心点の座標は次節に述べるように単色光の標準光源を使って予め測定しておく。

本研究で使用した光子画像計測装置検出管は、カタログ上 $60\mu\text{m}$ の相対位置分解能を持つが実用的に安定して得られる値は $100\mu\text{m}$ 程度であった。また、絶対位置では1~3%の歪みを持っている。次節に示すように、圧力掃引を行いながら標準単色光源のイメージ計測を行い、この歪みを補正するようにした。

4. 測定結果

4.1 単色光源による測定

多波長同時計測ファブリ・ペロ干渉計の性能測定のため、Cdランプの輝線スペクトル(479.9nm)を干渉フィルターで分離し、イメージ計測した。結果をFig. 4(a)に示す。この図は、ピークカウンットの半分以上の点を黒く表示した二値化画像である。打ち出したプリンタ

Fig. 4 (a) photon image of the Cd line (479.9nm) measured by the Fabry-Perot interferometer and the PIAS (b) The photon counts with respect to the X-channel.

ーの歪みにより上下方向に歪んでいるが、実際にはほぼ真円に近い干渉縞が観測された。Fig. 4(b)は(a)の干

渉縞を点線で示すように輪切りにし、線幅内の光子信号を積算し、X軸方向に対してプロットしたものである。

エタロン板間の窒素圧を変化させて中心波長をずらして干渉縞の径を広げると、得られる像は真円からやや歪む。これは光子画像計測装置により測定された像の歪みは外縁部で最大となり、約3%にもなるためである。従って、測定結果をそのままドップラー線形に変換すれば大きな波長誤差を伴うので、Cd ランプの輝線を標準にして PSD 上での各位置の歪みを測定し、その測定結果を補正する必要がある。

4.2 ドップラー線形の測定

N_2 の電子衝撃により生成する励起窒素原子 $N^*(4p^2S)$ の発光スペクトル (493.5 nm) のドップラー線形の測定結果を Fig. 5 (b) に示す。また、比較のために同一条件下における、通常の光電子増倍管 (浜松ホトニクス R585) とピンホールによる測定結果を Fig. 5 (a) に示す。試料圧はガスセルの外で測定して 4×10^{-6} Torr であり、セル内の圧力は計算上 2 m Torr であった。ドップラー線形は電子ビームに対して 55° から測定した。

結像レンズの焦点距離は共に 40 cm、エタロン板のスぺーサーは 1.9 mm であった (2.2 節で $l=40$ cm, $t=1.9$ mm)。 (b) でのピンホール径は 2.5 mm であり ($R_0=1.25$ mm), 自由スペクトル領域は約 0.6 Å, フィネスは 45 程度であった。 (8) 式の結果から光子画像

Fig. 5 Doppler profiles of N^* produced in $e-N_2$ collisions observed with (a) the conventional method and (b) PIAS.

計測装置を用いた場合、理論的には直径 2 mm ($Rp=1$ mm) のピンホールと同等の分解能 (フィネスで 60~70) が得られるはずであるが、調整の困難さから上記の分解能 (フィネス 45) しか得られなかった。

両者は S/N 比が異なるため直接の比較は出来ないが、(b) の測定を繰り返して積算した場合、両方法で測定されたドップラー線形は誤差範囲で一致しており、イメージ計測を行うことによる測定結果の歪み等は無いことが分かった。

ピンホールによる通常の測定方法では、光子計数値は最大で 100~150 cps であった。一方、光子画像計測装置による測定を行うと、ピーク値で約 1000 cps の計数値が得られた。イメージ計測により 7~8 倍の感度向上が得られたことになる。光子画像計測装置光電面とピンホールの面積比、及び光子画像計測装置光電管と光電子増倍管の量子収率の違いから計算すると、約 15 倍の感度向上が得られるはずであるが、実測値はそれより小さい値となった。この原因としては、

- (1) 入射ピンホール上にはガスセル内での発光領域の像が射影されるが、これは電子ビームの通過する棒状部分である。
- (2) エタロン板間では、入射光は多数回反射を繰り返すため、入射角 θ が大きくなるにつれて面外の部分に逃れて透過率が減少する。

(1) の問題は、入射スリット全体に光が当たるように集光レンズを配置すれば防げるが、発光領域からの集光効率が低下してしまうため、(1) の集光条件は不可欠である。更に高分解能の測定を行う場合では、結像レンズの焦点距離を大きくするため、利用できる θ の範囲が狭くなり、透過率の減少はあまりなくなるであろう。 θ の範囲が狭くなれば、同時に対応する入射ピンホールの径も小さくなる。従って、更に高分解能を狙う測定では (1), (2) はあまり問題にならないであろう。また、分解能を高めた場合はファブリ・ペロ干渉計が暗くなるため、光子画像計測装置が更に有効になる。

4.3 N^* の角度差ドップラー線形

ドップラー線形の角度依存性の測定により、発光原子の電子ビームに対する角度分布を求めることができる。電子エネルギー 70 eV で N_2 の電子衝撃を行い、電子ビームに対して 90° と 45° の方向から測定した N^* のドップラー線形を Fig. 6 に示す。角度依存性の解析は、これら角度を変えて測定したドップラー線形の差線形 (角度差ドップラー線形) をとることにより容易になる⁴⁾。この結果を Fig. 6 (c) に示す。

角度差線形を求めるためには、差をとる元の線形を極

Fig. 6 Angular dependence of the Doppler profiles of N^* observed at (a) 90° and (b) 45° with respect to the electron beam at an electron energy of 70eV using PIAS. Their angular difference Doppler profile is shown in (c).

めて S/N 比良く測定しなければならない。Fig. 6 と同程度の S/N 比のドップラー線形を通常の光電子増倍管を用いて測定するためには、約 1 週間の積算が必要であった、イメージ計測を利用した本装置を用いて、Fig. 6 の結果を得るための時間を 15 時間に短縮することが出来た。

5. 考 察

ファブリ・ペロ干渉計は円状の二次元の干渉縞を持つため、一次元の像をもつ回折格子分光器に比べイメージ計測化が行い難い。我々は光子計数型画像計測装置を用いることによりこの困難を除き、約一桁の感度向上に成功した。この手法はドップラー線形の測定だけでなく、他のファブリ・ペロ干渉計を用いる種々の研究にも適用

可能であろう。

電子衝撃により生じる解離種のドップラー線形の測定は、電子衝撃の動力学を追求する基礎科学の手法としてのみならず、プラズマ中の反応の解析等に適用可能である。このようなとき、しばしば迅速な測定を行うことが特に要求される。画像計測法の利用は、このような場合に有用となる。

一方、解決されるべき問題点もある。光子画像計測装置で一般に許容光子入力数の上限が比較的低いため、強い発光を迅速に測定する場合等には適用できない。これは、プラズマ計測等の実用に用いるには不利な点であり、今後改良が望まれる。

光電子増倍を行った可視光の高感度な多チャンネル検出器としては、光子画像計測装置以外にも (1) イメージインテンシファイヤと Charge coupled device (CCD) アレイとの組合せや (2) イメージインテンシファイヤと SIT 撮像管を組み合わせる方法等がある。(1) は 1 次元の位置分解能しかなく、また、検出感度も光子計数法に比較して大きく低下する。一方、(2) では、二次元の画像測定ができる。また、単一光子計数を行えば、検出感度も光子画像計測装置と同等である。更に、光子画像計測装置に対してより高い光子入力数の場合にも使用でき、上述の問題点は克服される。しかしながら、現在はまた高価であるため本研究では使用できなかった。

本研究の大部分は、山田科学振興財団研究援助 (86-1149) によった。また、ファブリ・ペロ干渉計の取り扱いについては、北海道大学応用電気研究所 八木駿郎教授の助言を頂いた。

文 献

- 1) 小川禎一郎：質量分析, **34**, 53 (1986).
- 2) 小川禎一郎, 外村秀明, 中島慶治, 蔵脇淳一, 河済博文：分光研究 **35**, 303 (1986).
- 3) P. Jacquinot: Rept. Prog. Phys. **23**, 267 (1960).
- 4) K. Nakashima and T. Ogawa: J. Chem. Phys. **83**, 4920 (1985); K. Nakashima, H. Tomura and T. Ogawa: Chem. Phys. Letters **138**, 575 (1987).