

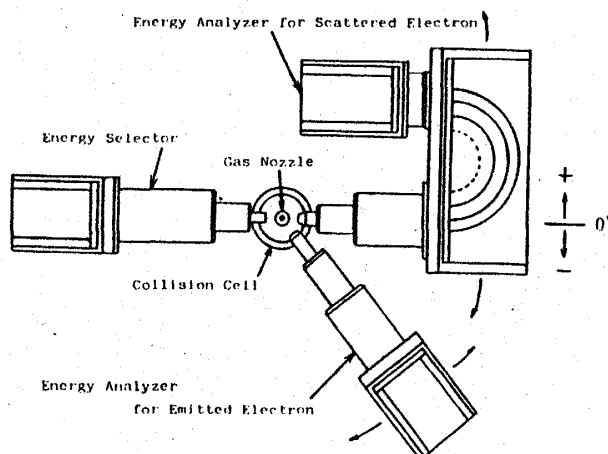


Fig. 1. Schematic diagram of the apparatus.

ズ系を使用しているため、装置を稼動させるために必要な電源等の周辺機器の数は非常に多くなる。従ってコスト的、スペース的な問題や、それらに要求される付加機能の面から考え、すべて独自に設計、製作を行なった。

これらの周辺装置の設計にあたって、特に将来コンピューターによる自動計測が行なえる様に、電源のプログラム化、回転台のステッピングモーターによる制御、MCAの外部制御などが可能となる様に設計時に留意している。

現在それらの周辺機器の製作を行っており、今後は早急にそれらの製作を終え、装置の性能評価のための予備実験を経て、実際の原子、分子の内殻過程の研究に移っていく予定である。

参考文献

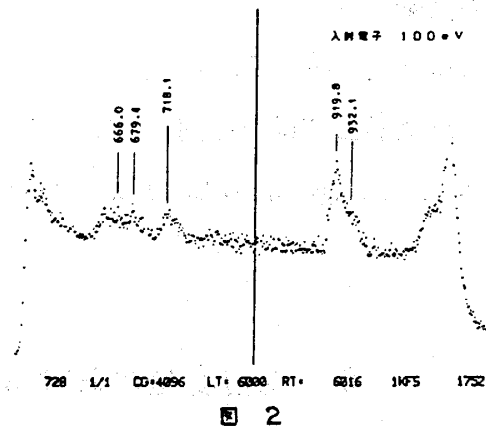
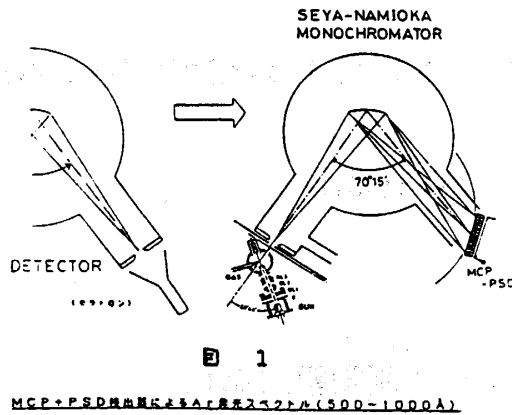
- 1) K. Jost J. Phys. E12 (1979) 1006

5. 半導体光位置検出器を用いた真空紫外分光実験装置

森 川 陽 二

〔はじめに〕

粒子衝突による原子・分子の内殻電子遷移過程の研究では、それらに伴って現れる真空紫外領域の発光を分光観測することは重要である。その場合、従来の真空紫外分光では、微弱光検出にフォトマルチプライヤーやチャンネルトロンなどを用いているため、 $\dot{\cdot}$ フォトンカウンティングしかできず、スペクトルを得るには、回析格子回転などの波長スキャン操作が必要であった。



ところが、最近の半導体、及び撮像管技術の進歩により、極めて微弱な光でも画像の検出が可能になってきた^{1),2)}。そこで此の度は、微細な二次電子増倍管を多数束ねて平板状にしたマイクロチャンネルプレート(MCP)と、スポット光の受光位置検出などに使われる半導体位置検出素子(PSD)とを組合せることで、光子の受光位置を一つ一つそのつど検出する方式のフォトンカウンティング・イメージング技術を、瀬谷・波岡型真空紫外分光器(McPherson, Model 235)に応用し、広範囲のスペクトルを一挙に得ることを試みた。(図1)

〔新方式の利点〕

従来の波長スキャン方式に比べ、

1. スキャン時間が不用であるため、測定時間の大幅短縮(1/10～1/100)ができる。
 2. スキャン動作をしないため、均一条件で長時間のデータ蓄積が可能となり、スペクトルにおけるピーク検出感度の向上になる。
 3. 同一実験条件のもとで、多数のピークの同時観測ができるため、ピーク強度比などの測定の信頼性が向上する。
- など、種々の利点が考えられる。

〔実験と結果〕

100 eVの電子ビーム衝撃によるArガスの発光を分光し、新方式で検出した結果が図2である。今回は、試し実験であり、とりあえずスペクトルが得られることを確認した。今後、散乱光のカット、検出器マウント位置微調整などを行い、ノイズの低減、分解能向上、カウントレート向上をはかっていきたい。なお、検出器のマウンティングにあたって、凹面回析格子による結像面は曲面であるが、検出面は平面であるため、各波長の結像点を求めて、算小二乗法により直線回帰させて最適マウント位置を計算した。

参考文献

- 1) 犬塚英治, 他, 「ホトンカウンティング・イメージング」日本学術振興会光電相互変換 125 委員会資料 101 回 - 382 号 (1982)。
- 2) A. E. Livingston, IEEE Trans. Nucl. Sci. 28, 1559 (1981)

6. 高密度星におけるニュートリノ制動輻射過程

松 本 憲 幸

白色矮星や中性子星等の高密度星内部領域においては、光子の平均自由行程が星の半径に比べてはるかに短い為、ニュートリノ輻射によるエネルギー損失が星の冷却を促すことになる。原子核密度以下 ($\rho \leq 4.2 \times 10^{14} \text{ g/cm}^3$) の高密度領域で重要になるニュートリノ過程に、制動輻射ニュートリノ過程がある。

$$e^- + (Z, A) + e^- + (Z, A) + \nu + \bar{\nu} \quad (1)$$

この過程は、温度 $T \leq 10^9 \text{ K}$ の高密度領域においては、他のニュートリノ過程をはるかにしのぐ輻射率を持つことが知られており、近年の観測の精度の向上に伴って高い精度での理論計算が要求されている。

(1) は原子核を標的とした MeV 以上のエネルギーを持つ電子散乱過程であり、原子核の大きさやイオン相関等の効果はその輻射率に大きな影響を与える。我々は、ワインバーグ・サラム理論に基づき、原子核の大きさによる Coulomb 場の補正と液相 ($\Gamma < 171$) から固相 ($\Gamma \geq 171$) まで広くイオン相関の効果を取り入れた計算を行なった。その結果は、ニュートリノ輻射率を L とすると以下のように表わされる。

$$L = 0.5738 \text{ erg/cm}^3 \text{ s } \frac{Z^2}{A} \left(\frac{T}{10^8 \text{ K}} \right) \rho \left\{ \frac{1}{2} (C_V^2 + C_A^2) F - \frac{1}{2} (C_V^2 - C_A^2) G \right\} \quad (2)$$

C_V, C_A はニュートリノ・カレントと電子のベクトル・軸性ベクトルとの結合の強さを表わし G 関数は $V-A$ 型と $V+A$ 型の干渉を表わす為、相対論的な領域では無視できる。 F 関数の温度・密度依存性は下図のようになる。但し、 $\Gamma \geq 171$ の固相における輻射率は弾性散乱と