高温プラズマとX線測定装置*

(1963年3月18日受理)

松岡 勝(名大理)**

この報告は高温発生装置でX線測定がどのようになされているかと云うことと, いろいろなX線測定装置の概略を述べた総合報告である。

目 次

I 高温プラズマ発生装置におけるX線測定

§1 X線測定の意義

§2 X線測定装置の例

References I

II X線測定装置

§1 X線の吸収

§2 Scintillation counter §2.1 パルスの形成

§2.2 分解能 §2.3 磁場の影響の注意

§2.4 Scintillator の適当な厚さ

§3 ガス電離現象を用いた Detector

§3.1 電圧特性 §3.2 Rare gas によるX線の吸収

§4 電離箱

* Instrumentation for the Observation of X-Rays for High Temperature Plasma.

** Masaru Matsuoka (Physical Institute, Nagoya University).

§ 5 Proportional Counter (比例計数管)

§ 5.1 Proportional counter の一般的性質 (1) ガス増巾率

(2) エネルギー分解能 (3) Escape peak (4) 諸注意

§ 5.2 Soft X-Ray 用 proportional counter

— X線マイクロアナライザーで開発されているものを中心にして —

§ 6 Geiger Counter

§ 7 Open Window Secondary Electron Multiplier

§ 8 Grating による X-Ray Spectroscopy

§ 9 その他のX線測定装置

§ 9.1 窓とガスによって波長を弁別する gas counter

— 天体観測で使われているものを中心にして —

§ 9.2 蛍光板とX線写真乾板

§ 10 まとめ — 各測定器の比較 —

Reference II

I 高温プラズマ発生装置におけるX線測定

高温プラズマ発生装置ではいろいろな不安定性によって高速電子が発生する場合がある。

この電子が器壁又はガス中の不純物と衝突して bremsstrahlung 又は特性X線を excite してX線が発生する。一方プラズマが超高温になれば平衡状態においても熱X線 (thermal X-ray) が発生する。ここでは主として種々な高温発生装置で使われているX線測定装置について述べる。但し1958年 (Geneva Conference) までの結果は遠井氏¹⁾により報告されているから出来るだけの重複をさけることにした。

§ 1 X線測定の意義

高温プラズマ発生装置でX線測定が重要になるのは大体次の三点が考えられる。

- (1) 高速電子 (runaway electron) に伴う不安定性
- (2) プラズマの温度の推定
- (3) X線スペクトル分析による不純物元素の推定

このような現象を解明するためX線測定において、X線の(i)強度、(ii)エネルギー分布、(iii)時間分布、(iv)空間分布、(v)他の現象(電流、磁場、radio noise, neutron emission, optical spectraなど)との関係、などを知る必要がある。

- (1) Runaway electron を伴う不安定性

Plasma における runaway 現象の理論は Harrison ^{2) 3)}, Dreicer ^{4) 5)}, Gurevich ⁶⁾ によりとりあつかわれている。特に Harrison ²⁾ は天体プラズマの現象と結びつけて, suprathermal particles (electrons, ions) の加速機構について総合的な報告をしている。

最初 Maxwell 分布をしていた plasma に電圧がかけられると critical な電場

$$E_c \simeq \frac{e}{\lambda_D^2} \ell n A \simeq 3 \times 10^{-8} \frac{n_e (cm^{-3})}{T_e (^{\circ}K)} \text{ volt/cm},$$

を境にして、 $E < E_c$ では ohmic heating をして plasma が加熱される。 $E > E_c$ では電子は ion との衝突に勝って時間とともにどんどん加速されて runaway electron となる。しかし電子の分布に局所的な非平衡な所があったり Maxwell 分布のすその方は runaway electron となりうる。このようにプラズマの加熱で常に伴う困難はある部分が非平衡に高速度成分になると云うことで、高速度成分をいかに長く閉じ込めておけるか、又は、これを有効に加熱に利用出来ないかどうか問題となる。⁷⁾ 従って種々な発生装置の条件のもとで如何に runaway electron が発生するかを調べることは重要なことである。このため runaway electron が器壁やプラズマ中の不純物と衝突して出すX線だけでなく、その装置に応じて runaway electron を積極的にとらえるために特別に target を組み込むことがなされている。^{8) ~ 12)}

Pyrotron ^{13) 14)} や Scylla ¹⁵⁾ のような mirror 型発生装置の mirror 型磁場からの高速電子の脱出機構はこのような磁場に trap された電子がエネルギーを得て如何に脱出するかと云う点において宇宙物理学的にも重要である。Runaway electron で生ずるX線

は電流や confining field と重要な関連¹⁾があることは勿論であるが, radio noise⁸⁾ や neutron emission^{15) ~ 23)}との関連も深い。しかし X線 burst と neutron は同じ発生機構をたどるとは考えられない場合がある。^{15) 17) 19) 20) 22)} Stellarator の実験による runaway electron は synchrotron radiation も放出することが観測されている。²⁴⁾ X線の burst, radio burst, neutron emission などの関係は太陽の flare と似て, その解明に役立つかも知れない。Runaway electron の分布は単色でなく広がりを持っていると考えられるから, 単色電子が target にあたって出す X線のエネルギー分布より複雑となる。^{25) 26)}

(2) プラズマの温度の推定

高温プラズマからの thermal X-ray (free-free transition) のエネルギーは電子温度 T_e K のとき

$$j_\nu d\nu \simeq 10^{-39} z^2 n_i n_e T_e^{-1/2} \exp(-h\nu/kT_e) d\nu \quad \text{erg cm}^{-3} \text{sec}^{-1}$$

で与えられる。^{25) 27) 28)} この式からわかるように電子温度は次のいずれかの方法でみつけれ
る。即ち, 一つの方法は与えられたエネルギー範囲に放出されるエネルギー, 及び n_e, n_i, z
の絶対測定をすることによって, もう一つの方法は放出されるエネルギーを X線の波長の函数と
して求めることである。一般に bremsstrahlung で出る光の intensity の波長
dependence は, 例えば $\sim 10^7$ K の高温 deuteron plasma を考えるとすると,
可視光のような長い波長領域では $1/\lambda^2$ dependence である。所が短い波長 (数 Å の
soft X-ray 領域) ではその intensity は exponential の形で急に落ちる。この短
い波長の cut-off を調べることが吸収体を使う X線の測定²¹⁾ や crystal
spectrometer で X線の spectroscopy³²⁾ をして電子温度を測定する基礎になっている。
このようにして Scylla など mirror 型発生装置^{21) 29) ~ 32)} でほぼ thermal な
soft X-ray を測定して温度や density を推定している。

(3) X線 スペクトル分析による不純物元素の推定

温度が比較的低いプラズマでは可視線領域の spectroscopy によって元素を分析すること
が出来る。所が高温プラズマでは低いときには evaporate されなかった元素まで
evaporate されるようになり X線領域の光が放出される。Scylla など magnetically

compressed plasma の発生装置^{32) 33)}では結晶の反射を使って数Åの line X-ray の spectroscopy まで行っている。その結果 O, Na, Mg, Al, Si の不純物がまじっていることを確めた。

§ 2. X線測定装置の例

X線測定装置はほとんどの高温発生装置で行われているが、ここではその代表的なものを紹介する。

Scylla で soft X-ray の測定に用いられた装置²¹⁾は Fig. 1 に示す。

Fig. 1 Apparatus for observing soft x rays. The ceramic discharge tube is 5.1-cm inside diameter.

この図で pinhole のすぐ後にある magnet は pinhole を通りぬけてくる高速電子を除くためのもので 1000 gauss の permanent magnet を使っている。Detector としては X 線 film, scintillation counter, ionization chamber の三つを使用する(これらを

Fig. 1 の photomul. のある位置に目的に応じてとりかえる)。X 線の発生する空間分布を X 線 film で行った結果は Fig. 2 に示す。

図からわかるように X 線は中心 附近の 1.5 cm φ から出ていて壁から出ていない。時間分布は scintillation counter を使ってその signal を oscilloscope に描かせる (Fig. 3) 放出されるエネルギーの絶対測定は scintillation counter (pile-up した X 線の signal を積分的にとり出す) と ionization chamber の二つを使って互に比較して誤差を少くしている。この二つの detector の間には ~20% ぐらいの差がある。

Counter の前に置く吸収体 (Be, polyethylene, Ni, Al) の厚さを変えたとき detect されるエネルギーを測定して thermal X-ray とした理論値と比較する。(Fig. 4)。この結果は X 線のエネルギー分布にもやきをおすことが出来る。この方面からも理論値と比較出来る。こうして温度が $230 \pm 40 \text{ KeV}$ と推定された。所が thermal として理論値と合せ

高温プラズマとX線測定装置

Fig. 2 Pinhole photograph of soft x rays emitted along the discharge tube axis. The circular boundary corresponds to the 5.1 cm inside diameter of the discharge tube at the mid plane of the driving coil.

Fig. 3 X ray and neutron correlation with the driving magnetic field. One large division of the oscilloscope grid is $1 \mu\text{sec}$. The two oscillograms were recorded for the same discharge.

Fig. 4. Experimental beryllium absorption curve compared with calculated transmissions for bremsstrahlung spectra from different temperature sources. The experimental data correspond in time to the peak magnetic field compression.

たとき密度は visible light の測定から出した密度より ~ 200 倍大きかった。このことから放出される X 線は thermal ばかりでなく O など impurity による bound-free, bound-bound の X 線があることが予想される。実際 $5 \sim 15 \text{ \AA}$ の X 線の spectroscopy をしてみると, Si, Mg, Na, O の line spectra がみつかった (Fig. 5)。この X-ray spectroscopy の方法³³ は緑柱石 (beryl crystal) の $10\bar{1}0$ 面 ($2d = 15.94 \text{ \AA}$) で分光した X 線を plastic scintillation counter で受ける。

Gabriel et al.³²⁾ は Scylla と同様な magnetic compressed plasma からの soft X-ray を吸収体を適当に置いて pinhole camera で大体のスペクトルをとる方法の他に, plain 及び curved crystal で line spectra を調べている。

Crystal で分光された X 線は Allen-type の photomultiplier (I § 7 参照) と

Fig. 5. Spectrum of the deuterium discharge in Scylla. The arrows indicating the identified lines are at the predicted wavelength for each line.

写真乾板を使った。

Sceptre III A (toroidal pinched discharge)²³⁾ で用いられている X 線測定装置は Fig. 6 に示される。

- W: torus にとりつける窓の部分
- B: max. 40° あげられる bellow.
- T: collimating tube.
- R: 吸収 foil を変えるための棒
- P: scintillator.
- F: scintillator の光の shield (Al 6 μ).
- L: Perspex light-pipe.
- J: Tufnol insulator.
- A: Al or Cu の厚い cover.
- S: μ -metal.
- M: Phototube.

Fig. 6. Scintillation counter assembly.

Detector としては scintillation counter の他に X 線 film を使って X 線が

がどのくらい出るかの見当をつける。Scintillator としては NaI(Tl) ($4\text{''}\phi \times 4\text{''}$ thick) or 液体 scintillator (terphenyl in benzen with diphenyl - hexatriene) が使われている。Scintillatorに入るX線は pile-up させた信号 (積分) としてとり出す。そのため、この out put pulse は入射X線のエネルギーと光子数の両方に比例している。入射X線のエネルギーは Al や Cu の吸収の厚さを変えて調べる。このようにして求めたX線のエネルギー分布から runaway electron は $\sim 10\text{ KeV}$ まで広がった連続的なエネルギー分布であることが推定される。こうして得た runaway electron の分布が neutron を emission するような deuteron のエネルギー分布に似ていることがわかった。

Stellarator のX線測定装置^{1) 8) ~ 11)} は Fig. 7 に示した。組み込んだ target

Fig. 7. Geometry of plasma limiter and x-ray collimator in a Stellarator.

に runaway electron をあててX線を発生させ、 NaI(Tl) scintillation counterで受ける。X線の時間分布、エネルギー分布などを調べて runaway electron がどのようにして出来て失われるかを探究する。X線のエネルギーは $\sim 2\text{ MeV}$ 程度まではかられている。

Pyrotron^{13) 14)} では mirror 磁場の中央の位置に NaI(Tl) scintillation counterをさし込んで mirror 磁場の radial 方向へ脱出して壁をたたく電子による $\sim 100\text{ KeV}$ 以上のX線を detect している。

Livermore の toroidal pinch^{1) 34)} の実験で用いられているのは、やはり

light pipeをつけた scintillation counter で主として電子が内壁に衝突して出すX線が観測されている。

Harwell の toroidal pinch¹²⁾では、はじめ 0.008 cm B_0 の窓をもった Xenon-filled proportional counter で測定したが、high-energy X-ray (50~300 KeV) が出ていることがわかったため、NaI(Tl) scintillation counter を用いるに至っている。又この high energy electron の空間分布を調べるためタングステンの target を組み込んで pinhole camera 式にX線 film に写している。

ソ連の柱状 pinch のグループ¹⁶⁾はX線のエネルギーの測定のため cloud chamber を使っている。その原理は cloud chamber 内の光るによる recoil electronのエネルギーを測定してX線のエネルギーを知ろうとするものである。この方法の特長は cloud chamber の sensitive time の短いことと、amp.など electronicsによる time delay (scintillation counter や proportional counter では分解時間は1~数 μ -secである)が入ってこないことから、短時間に出たX線の proton 一個一個のエネルギーがわかることである。エネルギーの測定は~100KeV以上で大体~5%の精度ではかれる。このグループは cloud chamber の他に scintillation counter やX線 film を使って時間分布空間分布を調べる。こうして測定したX線から primary の電子のエネルギーを算出して deuteron のエネルギーと大体同じであることがわかった。Hard X-ray emission は neutron emission とよく似た性質を示すこともわかった。

以上羅列的にX線測定の紹介をして来たが、この装置は、高温発生装置では欠けない装置の一つであろう。どのようなX線測定装置をとりつけるかは、本体の構造によるが、最も手軽にどのくらいのエネルギーのX線がどのくらいの強度で出るかを調べる方法は、適当に吸収体を使ったX線 film を用いることである。Pinhole 式にすれば大体の空間分布もわかる。この方法でX線が出ていることがわかれば改めて、scintillation counter などのX線測定装置をとりつけるのもよいであろう。尙文献 21) 32) プラズマから出るX線測定法について詳しい報告がされていて非常に参考になる。

References I

- 1) 遠井淳友 ; 応用物理 29 (1960), 41~48.
- 2) E.R. Harrison ; Plasma Phys. (J. Nucl. Energy PartC), 1 (1960), 105~115.
- 3) E.R. Harrison ; ibid. 4 (1962), 7~13.
- 4) H. Dreicer; Phys. Rev. 115 (1959), 238~249.
- 5) H. Dreicer; ibid. 117 (1960), 329~342.
- 6) A.V. Gurevich; Soviet Physics JETP 12 (1961). 904~912.
- 7) 吉川, et al.; 核融合研究 7 (1961), 245~258.
- 8) L. Spitzer ; Geneva Conference 32 (1958), 181~196.
- 9) T. Coor, et al. ; ibid. 32 (1958), 201~209.
- 10) W. Bernstein, et al. ; 32 (1958), 210~216.
- 11) E.B. Meservey, et al. ; Phys. Fluid 4 (1961), 1307~1314.
- 12) G.N. Harding, et al. ; Geneva Conference 32 (1958), 365~378.
- 13) R.F. Post ; ibid. 32 (1958), 245~265.
- 14) F.H. Coensgen, et al. ; ibid 32 (1958), 266~272.
- 15) W.C. Elmore, et al. ; ibid. 32 (1958), 337~342.
- 16) A.M. Andrianov, et al. ; ibid. 31 (1958) 348~364.
- 17) S.C. Curran, et al. ; ibid. 31 (1958), 365~373.
- 18) S. Yu. Lukyanov, and I.M. Podgorny ; Atom. Eerg. 1 No.3 (1956).
(日本語訳) 原子エネルギー 3 (1956), 111~121. アトム社.
- 19) A.C. Kolb, et al. ; Phys. Rev. L. 3 (1959), 5~7.
- 20) K. Boyer, et al. ; Phys. Rev. 119 (1960), 831~843.

- 21) F.C. Jahoda, et al. ; *ibid.* 119 (1960), 843~856.
- 22) L.M. Goldman, et al. ; *Phys. Rev. L.* 9 (1962), 361~363.
- 23) B. Jordan, et al. ; *Plasma Phys. (J. Nucl. Energy PartC)*
4 (1962), 1~5.
- 24) R. Motley, et al. ; *ibid.* 3 (1961), 17~21.
- 25) 沢田, 白岩 ; *日本物理学会誌* 15 (1960), 305~314.
- 26) 松岡 勝 ; *核融合研究* 7 (1961), 413~426.
- 27) 藤井, 横田, 後藤 ; 第2回原子力シンポジウム報文集
No.2 (1958), 52~56.
- 28) 井本三夫 ; *核融合研究* 4 (1960), 145~170.
- 29) K. Boyer, et al. ; *Phys. Rev. L.* 2 (1959), 279~280.
- 30) H.R. Griem, et al. ; *ibid.* 2 (1959) 281~282.
- 31) J.W. Mather ; *Nuclear Fusion* 1 (1961), 233~256.
- 32) A.H. Gabriel, et al. ; *CLM-P 11* (1962), 1~27.
〔ブラ研文献センター登録番号850〕
- 33) A.J. Bearden, et al. ; *Phys. Rev. L.* 6 (1961), 257~260.
- 34) S.A. Colgate, et al. ; *Geneva Conference* 32 (1958), 129~139.

II X線測定装置

X線測定装置についての詳しい解説は多くの教科書，論文の形で出ているが，ここではそれらの全般的な概観を得ることと多少の補足のつもりで書いた。そのため完全な記述ではなく述べ足りない点や誤った点があるかも知れないが，詳しいことは最後にあげた文献に譲る。

X線の波長とエネルギーとの関係は

$$E(\text{eV}) \times \lambda(\text{cm}) = (12397.8 \pm 0.5) \times 10^{-8} \text{ eVcm}$$

でこの報告では便宜上波長を使ったり，エネルギーを使ったりして統一しなかった。

§1 X線の吸収

X線を測定する場合最も問題となる一つはX線が物質によって吸収され易いと云うことである。Detector の窓に使う物質は測定対象とするX線の波長によってその厚さを十分考慮する必要がある。又測定範囲に吸収端をもつような窓を使うと，なめらかな特性を示さないからよくない。逆にこのことを利用してX線のfilter を作ることが出来る。数10 KeV以下のX線では吸収は光電効果を考えるだけで十分である。

今，密度 ρ ，mass number A の物質による λ なる波長の吸収係数は¹⁾

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\lambda}{A} \left[F_1 \left(\frac{\lambda}{\lambda_1} \right) + F_2 \left(\frac{\lambda}{\lambda_2} \right) \right] \quad \text{for } \lambda < \lambda_K, \quad (1)$$

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\lambda}{A} F_2 \left(\frac{\lambda}{\lambda_2} \right) \quad \text{for } \lambda_K < \lambda < \lambda_L, \quad (2)$$

の形で書ける。 F_1, F_2 は $\lambda/A F_1(\lambda/\lambda_1)$ 及び $\lambda/A F_2(\lambda/\lambda_2)$ によって，それぞれK-electron のみによる吸収係数と，L-electron より外側のelectron による吸収係数をあらわす。 $\lambda_1 = \lambda_K, \lambda_2 = \lambda_L$ はK及びL吸収端の波長である。 F_1, F_2 の値は $\lambda/\lambda_1, \lambda/\lambda_2$ が0.001~1.07の値について Henke, et al¹⁾により与えられている。

水素型原子に近似して F_1, F_2 を量子力学的に計算した値を explicitに書くと，

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum_{nc(h\nu > \chi_n)} \frac{64\pi}{3\sqrt{3}} \left(\frac{\chi_n}{h\nu}\right)^3 \left(\frac{\hbar}{mc}\right)^2 \frac{\hbar c}{e^2} \frac{n\zeta_n N}{AZ^2} g$$

$$\simeq 4.77 \times 10^{-6} \sum_{nc(h\nu > \chi_n)} \left(\frac{\chi_n}{h\nu}\right)^3 \frac{n\zeta_n}{AZ^2} g \quad g^{-1} \text{ cm}^{-2}, \quad (3)$$

ここで $\chi_n = mZ^2 e^4 / 2n^2 \hbar^2$ は主量子数 n の ionization potential である。

ζ_n は主量子数 n に含まれる電子の数, g は Gaunt factor で 1 に近い値である。²⁾

Ionization potential は詳しい表が D. Strominger, *et al.*³⁾ によりまとめられている。その一部を表 1 に示す。

吸収係数の大体の値は (3) 式でわかるが、これは水素原子模型を使っているため実験との一致はあまりよくない (K 吸収端以下の波長の X 線の場合は factor $\lesssim 2$ の程度で正しいが、K 吸収端以下の X 線の場合は (3) 式を使うことはあまり適当でない)。(3) は大体 $\mu/\rho \propto Z^4 \lambda^3/A$ の特長を示すが更に詳しい計算には (1), (2) を使うとよい。Henke, *et al.*¹⁾ は $Z=36$ までの元素について $\lambda=5 \sim 50 \text{ \AA}$ における吸収係数を実験との差が $\sim 3\%$ になる計算方法を示している。

X 線吸収の著しい特長の一つに、それが原子的な性質であるため分子吸収係数

表 1 いろいろな元素の吸収端³⁾

	K	L _I	L _{II}	L _{III}
H	0.0136 KeV			
He	0.0786			
Be	0.112			
C	0.284			
N	0.400			
O	0.532			
Ne	0.874			
Al	1.559	0.0870		
A	3.200	0.287	0.246	0.244
Fe	7.113	0.849	0.722	0.709
Cu	8.982	1.100	0.954	0.935

は、分子の組成に含まれている元素の原子吸収係数を適当に weight をつけて加え合せればでくる。図 1 は厚さをパラメーターとしたいろいろな物質の X 線による透過率である。図 2 は Al, Mica, Be の吸収係数である。又表 2, 3 は proportional counter などの窓で実際によく使われている物質の厚さと X 線の透過率である。尚 Rare gas の X 線の吸収については § 3.2 に述べる。

高温プラズマとX線測定装置

図1 (a) 空気 760 mmHg (30 cm path length).⁴⁾

図1 (b) Be と Al の透過率⁵⁾

図 1 (c) Cellophan

図 1 (d) Formvar.

図1 (e) Mylar.⁵⁾

図1 (f) Nylon.⁵⁾

図1 いろいろな物質の厚さを変化させたときのX線の透過率(パラメーターは厚さ)

図2 Al, Be, Mica の質量吸収係数⁶⁾

表2 いろいろな物質のX線の透過率⁷⁾

物 質	厚 さ	透 過 率		
		2.27 Å (CrK α)	1.94 Å (FeK α)	1.54 Å (CuK α)
リンデマンガラス*	0.020 in	4.5 %	14 %	38 %
〃	0.010	22	37	61
Al	0.001	37	53	71
Mica**	0.001	40	56	74
〃	0.0005	64	75	86
Be	0.020	65	76	86

*) BeO 3%, Li₂B₄O₇ 81%, B₂O₃ 16% から出来ている。

**) K, Al, Li, Fe, O, H, Si, Mn, Mg などから出来ている。

表3 8.3 Å (1.49 KeV Al K α) の透過率⁴⁾

物 質	厚 さ	透 過 率
Al	0.00045 in	22 %
〃	0.0003	51
Be	0.0045	1.2
〃	0.001	55
Mica	0.0002	18
Mylar	0.00025	30
Formvar	Gives interference patterns	84

§ 2. Scintillation Counter^{6) ~ 10)}

§ 2.1 パルスの形成⁸⁾

Scintillation counter はエネルギーが ~ 10 KeV より高くなると最も手軽に使える detectorである。

出力パルスの波高値は図3を参照して次式で与えられる。

$$V(t) = \frac{N g \eta G e}{C} \left(\frac{RC}{RC - \tau} \right) \left(e^{-\frac{t}{RC}} - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) \quad (4)$$

$V(t)$ の極大値は

$$V_{max} = \frac{N g \eta G e}{C} \frac{1}{1 - \tau} \quad \tau = \frac{RC}{G} \quad (5)$$

この V_{max} が入射エネルギーに比例し, Amp

に入る前の出力パルスの波高値である。 N は scintillator の中で作られる全 photon 数で入射X線のエネルギーを $E eV$ とすると, $N \approx \frac{E \epsilon}{3}$, ϵ は入射したX線が scintillator 内で吸収されるエネルギーのうち可視光 $\sim 4100 \text{ \AA}$ ($\sim 3 eV$) に有効にゆく efficiency で $NaI(Tl)$ では $\epsilon \sim 10^{-1}$, CsI では $NaI(Tl)$ の $\sim 1/2$ に落ちる。プラスチック

クでは $NaI(Tl)$ より $5 \sim 10$ の factor 落ちる。 g は発光した光が scintillator から光電面に入る光の efficiency で普通 $g \sim 10^{-1}$ 程度である。 η は光電面の quantum efficiency でやはり $\eta \sim 10^{-1}$ 程度である。 G は photomultiplier の gain である。 R は R_a と R_g の並列抵抗の和で普通 $R \sim \text{数 } K \Omega$ にする。 C は浮遊容量で大体数 10 PF τ は scintillator の decay time で $\tau_{NaI} \sim 0.25 \mu s$, $\tau_{CsI} \sim 0.55 \mu s$, プラスチックでは $\tau \sim 2 \sim 4 m\mu s$, である。 $e = 1.6 \times 10^{-19}$ クローンを代入する。例えば 50 KeV のX線では $NaI(Tl)$ と $G \sim 10^5$ の photomul を使うと数 10 mV の out put が得られる。

図3 Scintillation Counter
out put 近辺

§ 2.2 分解能^{9)~11)}

Scintillation counter の分解能は相対バリエーションであらわすと

$$V_Q = V_C + V_M \quad (6)$$

ここで V_C は scintillator 自身による自然巾とマウントの方法など光学系の不完全さに基づく変動巾である。 V_M は光電増巾管自体の性質による自然巾である。いずれも大体入射エネルギー E に反比例する。通常の分解能 (output のパルス波高に対する微分スペクトルのピークの $\frac{1}{2}$ の高さにおける巾と平均波長値との比) と, 上の相対バリエーションとの関係はパルスの波高分布がガウス分布のときは $\eta^2 \simeq 5.5 V_Q$ で与えられる。 η は NaI (Tl) の場合実験的に次式で与えられる。¹²⁾

$$\eta = \left(0.05 + \frac{1.38}{\sqrt{E}} \right) \times 100 \quad (\%) \quad (7)$$

この様子は図4に示した。

図4 Scintillation counter [1.5" × 2mm NaI (Tl)] と proportional counter の分解能¹³⁾

いずれにしても分解能を決定する本質的な量は最初に入射したX線のエネルギーのうち可視光の光子(4式ではN)にどれだけゆくかによる。実験的にはNaI(Tl)の場合 661KeV γ -ray(Cs^{137})では $\eta \approx 6.4\%$ まで得られている。¹⁴⁾エネルギーが低くなるにしたがって大体 $E^{-1/2}$ で分解能が悪くなってゆくが $E=10\text{KeV}$ で $\eta \approx 50\%$ になる。 $\sim 10\text{KeV}$ 以下では分解能が理想的にも悪くなるためエネルギーが分解出来る counter として期待出来ない。現在の所X線の scintillatorとしては発行効率のよいNaI(Tl)が最もよく使われている。

§ 2.3 磁場の影響の注意¹⁵⁾

光電管は外部磁場が $\sim 1\text{ gauss}$ を越えると、その機能が全くなくなるから、 μ -metal による磁気 shield 或はlight pipe で磁場を避けなければならない。例えば市販(東芝製)されている4mm程度の μ -metal を使えば $\sim 200\text{ gauss}$ までshield 出来るその様子は図5のような特性があり、200 gauss以上で急にパルスハイトが落ちる。Light pipe としてはルサイト、アクリライト(どちらも light pipe としてはほとんど変らない性質がある)を棒状にしてcoupler や反射体など光学的に集光をうまくすれば $\sim 1\text{ m}$ 導いて透過は $\frac{1}{2}$ 程度になる。ちなみにルサイト、アクリルライトいずれも光の吸収係数は $\mu \approx 0.7\text{ cm}^{-1}$ である。

§ 2.4 Scintillator の適当な厚さ

X線用 scintillatorとして、いろいろな厚さのものが市販されているが入射したX線が scintillator 中でほとんど吸収される程度の厚さのものを選ぶべきである。X線のエネルギーとNaI(Tl)の適当な厚さを表4に示した。NaI(Tl)は潮解性のため適当にマウントする必要がある。

そのためにBe, Alが使われる。その適当な厚さも同表に示した。この厚さは機械的な強さがあれば出来るだけ薄い方がよいことは勿論である。

図5 μ -metal (4 mm) による
磁気 shield.

その点CsI(Tℓ)やプラスチックの発光能率はNaI(Tℓ)の $\frac{1}{3} \sim \frac{1}{5}$ であるが潮解性がないため光学的マウントだけですむので、ずっと薄く出来る。

表4 NaI(Tℓ)の適当な厚さ

X線のエネルギー	NaI(Tℓ)の適当な厚さ	マウントの厚さ(例)	分解能
1 ~ 10 KeV	10^{-2} cm	Be ~ $25 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$	$\geq 50 \%$
10 ~ 50	4×10^{-1}	Be(or Al) ~ $100 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$	~ 30
50 ~ 100	1	Be(or Al) 100 ~ 150	~ 20
100 ~ 300	5	Al	~ 10
300 ~ 数MeV	≥ 5	〃	~ 7

CsI(Tℓ)の適当な厚さはNaI(Tℓ)の場合より多少薄くてもよい。一方プラスチックは多少厚くする必要がある。エネルギーが1 ~ 10 KeVの場合でも分解能を問題としないときは手軽な detector として使える。NaI(Tℓ)の場合(CsI(Tℓ)も大体同じ)300 KeV以上では Compton 吸収が光電吸収に勝ち Compton による escape peakが大きくなるため、小さい scintillator では結果的には分解能が悪くなる。プラスチックではこの境界は ~ 20 KeVである。

§ 3. ガス電離現象を用いた

§ 3.1 電圧特性

図6には、同軸円筒型のX線(or α , β -ray)による出力パルスの相対波高値と電極間電圧との特性を示した。

X線の光電効果によって放出された1個の電子がガスと衝突して光を出し、その光の光電効果によって電子を作り出す確率を r とし、1個の電子が陽極に達するまでに n 個の二次電子を作り出すものとする。そうすると始めの1個の電子が電極に向って走り出したとき、その途中において $n r$ 個の電子が光電効果によって新たに出来る。これらの電子が陽極に達するまでには、 $n^2 r$ 個の電子になり、新たに $n^2 r^2$ 個の電子を作る。従ってこの過程が続くものとするとき電子の数は次のようになる。

図6 同軸円筒型カウンターの電圧特性

$$M = n + n^2 r + n^3 r^2 + \dots = \frac{n}{1 - n r} \quad (8)$$

この M をガス増巾率と云う。 M の特殊な場合 $M=1$ は電離領域に相当する。 $n r \ll 1$ の場合即ち、ガス増巾率が二次電子だけによって光電効果による部分が無視出来る場合が、比例計数領域であって、 $M=n$ となる。従って得られるパルスの大きさは二次イオンの数に比例する。ガイガー計数領域は $n r = 1$ に相当する。

この領域では入射X線が計数管内で1個でも電子を作れば電子がだれが起って1個のパルスが形成される。

§3.2 Rare gas によるX線の吸収

Gas counter で efficiency をよくするための条件として counter の sensitive 領域でX線が完全に吸収される必要がある。そのためには対象とするX線の波長に応じてガス圧の種類を選ばなければならない。図7, 8にはよく使われる rare gas の

吸収率を、図9には吸収係を示した。

図7 封入ガスの吸収効率，長さ $2cm^4$)

図8 Rare gas (A, Kr, Xe) の吸収効率，曲線に付した数値は吸収の長さ (cm) $\times$ 圧力 (mm Hg)^{18) 19)}

図9 Rare gasの質量吸収係数⁶⁾

§ 4. 電 離 箱 ^{7) ~ 9) 16) 17) 20)}

電離箱は入射エネルギーが小さいときは各 event (1 photon づつ) についての現象ではなく積分的な flux しか得られない。X線 detector としてはエネルギーの低い 50 Å 前後の X線を detect するのに使わ

図 10 電離極

れることが多い。波長範囲をきめるfilter は窓の厚さと内部につめるガスによってなされる (§ 9.1 参照)。両極にかかる電圧は § 3.1 に述べたように飽和電流が得られる程に大きくならなければならないが、二次電子の multiplication が起らない程に低くなければならない。従って、電極に集められる電荷はきわめて小さい。

電離箱の欠点は微弱な電流を雑音にかぶらないように適当な電気量計で読まなければならないと云うことの他に電離が電離箱のどこに出来るかによって異った電流値となることである。

X線のエネルギーEとE+dEをもつX線の flux を $f(E)dE$ $\text{eV cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ としEなる photon が、ガス中で1つの ion pair を作るに必要なエネルギーを ϵeV とすると得られる電離電流の大きさはX線が電離箱内ですっかり有効に吸収されるものとする、

$$I = e \int_S dS \int_{E_1}^{E_2} \frac{f(E)dE}{\epsilon} \quad (9)$$

Sは電離箱の窓の effective な面積、 E_1 , E_2 は電離箱内に入る入射X線エネルギーの lower limit 及び upper limit である。出力電流値が微弱なときは、リンデマン型電気計、ローリッツェン検電器などが使われる。

電離箱は proportional counter が使えない長波長で、しかもX線 flux が大きい場合は出力電流も強くなるから、案外手軽に使える。

例えば、Plasma からのX線のように短時間に放出されたX線の total energy を絶対測定するのに都合がよい。

最後にいろいろなガス中で ion pair を作るに要するエネルギーを表5に示した。この値は主に electron beam によって測定されたものであるため、X線に対しては多少異った値となる。

表5. Ion pair を作るに要するエネルギー¹⁷⁾²¹⁾²²⁾

gas	ϵ
A	27.0 eV
He	32.5
H ₂	38.0
N ₂	35.8
air	35.0
O ₂	32.2
CH ₄	30.2
Kr	23.0
X	22.5

§ 5. Proportional Counter (比例訂数管)

§ 5.1 Proportional counter の一般的性質^{7)~8) 6)17)23)24)}

(1) ガス増巾率^{9) 16) 17)}

一般に proportional counter を増巾率 G の増巾器と組合わせたとき一つの光子 (エネルギー E) による出力パルスの波高値 H は

$$H = \frac{k G M N e}{C} \quad (10)$$

ここで $N = \frac{E}{e}$ は光子によってイオン化された ion pair の数, e は電離エネルギー (表 5) M はガス増巾率, C は counter 及び増巾器の初段の電気容量の実効値である。 k は微分回路の時定数等によって変化する定数で $k \sim 0.3 \sim 0.4$ である。^{18) 2)} ここでガス増巾率 M は counter の寸法, ガス圧, counter 電圧等に関係し, Rose & Korff²⁾ の式を用いれば

$$M = \exp \left[2 \sqrt{\frac{\beta n a V}{\ln(b/a)}} \left(\sqrt{\frac{V}{V_t}} - 1 \right) \right] \quad (11)$$

ここで a は anode 電極 (心線) の半径, b は counter の内径, V_t はガス増巾のはじまるきい値, V は供給電圧, n は単位容積中の気体分子数, β は電子の衝突によるイオン化断面積の電子とともに増加する割合である。

$M \sim 10^4$ に達すると空間電荷の影響のため飽和の傾向があらわれる。しかし普通うまく調整することによって $M \sim 10^4$ にして安定に使うことが出来る。 A, Ne, H_2 などの単原子或は単純な二原子分子ガスの場合には電子の平均エネルギーが高いため V_t の値が低く, 従って電圧増加に対する M の増加の割合も急激である。これに多原子分子を加えると V_t が高くなる。多原子分子の混合が少いと M が電圧によって急激に増加するため, 電圧の変動で不安定となる。通常使われる混合ガスは $A + CO_2$ (2~10%), $A + CH_4$ (10~30%), $H_2 + CH_4$ など全圧力 ~ 1 気圧にして使われる。 A (90%) + CH_4 (10%) は PR ガスと云われ plateau 特性, 分解能などの点で他の混合ガスよりもすぐれている。このガスは既に混合したものが proportional counter 用として市販されている。多原子ガスを用いる大きな効用の他の一つは電子の流動速度を高める点にある。

ガス増巾率の大体の傾向を知るために図 11 に二つの例を示した。

図 II (a) $\text{A} + \text{CH}_4$ の混合ガス (全圧力 $= 10\text{ mm Hg}$)⁹⁾

曲線に付した数値は CH_4 の混合比

$2a = 0.075\text{ mm}$, $2b = 1\text{ cm}$

(b) $\text{A} + \text{CO}_2$ (10%) の混合ガス⁹⁾

曲線に付した数値は全圧力

$2a = 0.13\text{ mm}$, $2b = 3.9\text{ cm}$

(2) エネルギー分解能^{9) 23)}

一次イオンの個数 N の相対バリエーション（相対標準偏差の二乗）を V_N とすると

$$\frac{1}{2N} \geq V_N \geq \frac{1}{3N} \quad (12)$$

パルス波高値の相対バリエーション V_Q は

$$\frac{1.2}{N} \geq V_Q \geq \frac{1.0}{N} \quad (13)$$

となる。比例計数管のエネルギー分解能（ここでは $\sqrt{V_Q}$ の値）と、エネルギーとの関係を図12に示した。

図12 比例計数管のエネルギー分解能とエネルギーとの関係^{24) 27)}

普通パルス波高の分解能を表わすのは、ピークの $\frac{1}{2}$ の高さにおける巾と平均波高値（ $\bar{P}$ ）との比 η が用いられる。例えば波高分布曲線をガウス分布 $f(x) = a e^{-x^2/2\sigma^2}$ と考えると、実験値から a 、 σ を定め、 $V_Q = \sigma^2/\bar{P}^2$ が求められる。

η と V_Q との関係はガウス分布を仮定するとき $\eta^2 \simeq k V_Q$ である。比例定数 k はエネルギーによってわずかに変り大体 $k \simeq 3 \sim 4$ の見当である。PRガスを用いる場合 η は理論的に¹³⁾

$$\eta = 2.36 \frac{\sigma}{E} = \frac{0.466}{\sqrt{E}} \quad (14)$$

となる。この様子は図4に示した。但しこの図では理論に比べて少し大きな値 $\eta = \frac{0.65}{\sqrt{E}}$ となっている。

(3) Escape peak

Counter に使われたガスのK-吸収端に相当するエネルギーより高いエネルギーのX線を測定するとき、ガスのK-electron が ionize されてそのKX線が放出されるとき、これが counter から escape されると、 $E - K_{\alpha}$ (E は測定しようとするX線のエネルギー)に相当する escape peak があらわれる。

図13はArの counter で8 KeVのX線を測定したときの escape peak と、Krの counter で24.1 KeVのX線を測定したときの escape peak である。

表6. Rare gas のK吸収端と K_{α} X-ray

	E_K	K_{α} X-ray
Ne	0.874 KeV	0.8 KeV
A	3.200	2.96
Kr	14.32	12.63
Xe	34.55	29.66

図13 (a) Arの counter で測定された ZnK_{α} X-ray のスペクトル $2b = 7.2cm$
A (37.7 cmHg) + CH_4 (4.1 cmHg)

(b) Krの counter で測定された SnK_{α} X-ray のスペクトル, $2b = 5cm$
Kr (13.8 cmHg) + CH_4 (0.8 cmHg)

LX線に相当する escape peakは LXの fluorescence yieldが小さいためにほとんどあらわれない。

(4) 諸注意⁹⁾²³⁾

(i) 陰イオンの形成；陰イオンが出来やすい不純物は分解能を悪くする。不純ガスの純化の装置に有効な方法は 100℃に熱せられたCa金属の上にガスを通ずることである。²⁰⁾

(ii) 電極にかかる電流電圧の変動；ガス増巾率は電源電圧の変動に敏感である。普通の counter では、例えば2000Vのうち1V変動すると増巾率は～1%変化する。

(iii) 心線の位置と太さの不均一性の影響；心線の位置の少しのずれはあまり重要でないが、心線の太さの不均一性は、電極電圧の変動と同様にガス増巾率に影響する。

(iv) Counter の端の影響；counter の両端の影響はかなり内部まで（少くとも管径の程度）浸透するため、その部分を detector として使うことを避けるか補助電極²⁴⁾などを使って端の影響を出来るだけ小さくする。

(v) 図路の時定数の影響；パルスの初期の波形は入射粒子の位置によって変わるので飛跡の位置が同じでない場合に測定回路の clipping time が短かすぎるとパルスの大きさの変動がおこる。この時定数は電子の移動時間に比べて充分長く選ぶべきである。

(vi) 窓での吸収とガス中での完全吸収；測定X線のエネルギーと fluxを忠実に出すには窓での吸収を出来るだけ小さくし、一方一旦ガス中に入ったX線は有効体積中で完全に吸収されてガスをionize させる必要がある。

§ 5.2 Soft X-Ray 用 proportional counter

X線マイクロアナライザーで開発されているものを中心にして^{4)25)28)~30)}

最近X線マイクロアナライザー（electron probe X-ray microanalyser^{*}）の進歩によって炭素のKX線（44Å）のような soft X-ray を proportional counter²⁸⁾³⁰⁾によって理論的分解能近くまで検出出来るようになった。

* 電子線を1μ以下に絞って試料表面上の目的の場所に光学顕微鏡でみながらあてて、そこから発生する特性X線をX線分光器などによって分光し、その波長と強度からその部分に含まれている元素の分析を行うものである。²⁸⁾²⁹⁾

Detector としてよく使われるのは図14に示したような side window type gas flow 型 proportional counterである。大きさは対象とするX線の吸収の程度によって考えなければならないが、 $1\text{ cm}\phi \times 5\text{ cm}$ length程度のものが使用されている。Counter gas は $\text{A} + \text{CO}_2$ (3~10%) , $\text{A} + \text{CH}_4$ (10%)²⁸⁾ などが用いられているが、 $\text{A} + \text{CH}_4$ (10%) が最もよいとされている。

ガス flow 型にするのはX線の入射する窓に薄い膜をはるためガス漏れを補う目的がある。窓には厚さ $\sim 6\text{ }\mu$ のMylar (Melinex) , 数千 $\text{\AA}$ の厚さのcollodion film , 数千 $\text{\AA}$ の厚さのPolycarbonate , $\sim 0.1\text{ mm}$ のBeなどが使われている。例えば $6\text{ }\mu$ のMylar では $44\text{ }\text{\AA}$ (Carbon K X-ray) の透過率は $\sim 7\%$, $5000\text{ \AA}$ のpolycarbonate では $44\text{ }\text{\AA}$ X線で $\sim 50\%$ の透過率になる。Mylar

polycarbonate は70
 $\sim 60\%$ のCを含むからCの吸収端 ($0.284\text{ KeV} = 43.5\text{ }\text{\AA}$) のため $20\sim 40\text{ }\text{\AA}$ のX線では透過率がずっと低くなる。

Collodion filmではCの

含有量が $\sim 28\%$ だから多少都合がよい。Soft X-rayは普

通真空中であつかわなければならないから窓の強度が問題になる。Mylar では $6\text{ }\mu$ の厚さで $5\text{ mm}\phi$ の面積が1気圧の差に耐えられる。Beでは現在真空中に保ちうるのは、 0.1 mm の厚さまでである。

窓の部分の膜は絶縁物質の場合は内面の電場を均一にするためAlを数百 $\text{\AA}$ 程度蒸着される。

数千 $\text{\AA}$ の polycarbonate の膜を用い、PR gas を使った proportional counter で検出されたCK ($44\text{ }\text{\AA}$) , CuL ($13.1\text{ }\text{\AA}$) , MgK ($9.9\text{ }\text{\AA}$) , AlK ($8.3\text{ }\text{\AA}$) の特性X線のスペクトルを図15に示す。

Proportional counter は scintillation counter とつながるエネルギーの低いX線のエネルギーが分解出来る手軽な counterとしてまだ改良される余地がないではない。例えば counter 内で発光した光を photomultiplier で受ける方法 (Proportional counter と gas scintillation counter の組合せに似たもの - 発光比例計

図14 Flow 型 Proportional Counter.

図15 Flow 型 proportional counter で測定された soft X-ray²⁸⁾
 $2a=0.05\text{mm}$, $2b=1\text{cm}$, 6cm length , 窓は $5\text{mm}\phi$ でポリカーボネイト
 数千Aの, PR gas 3気圧

数管³¹⁾や心線を適当に加熱して gas の gain をかせぐなどの方法が考えられている。尙
 proportional counterの形状は使用目的によってきわめて多様である。

§ 6. Geiger Counter^{7)~9)15)17)33)}

X線の測定には図16に示したような端窓型 (end window type) G-M counter
 が使われている。

G-M counter は窓と gas によってある程度
 入射X線のエネルギースペクトルが推定出来るが
 (§ 9.1 参照), 一般にはエネルギースペクトル
 は知ることが出来ずその count 数がわかるだけ
 である。しかし proportional counter
 に比べて取り扱いが簡単 (out put pulseが
 ずっと大きい) なため広く用いられている。G-M
 counter の計数率の efficiency は
 counter 内の気体にX線が吸収される割合で
 きまる。すなわち counter 内の封入ガスの種
 類及びガス圧, 計数管の有効長さが, その計数効

図16 端窓型 G-M 計数管

率に直接きいてくる。適当に気体の種類を選びその中でX線が十分吸収されるように圧力を加減して有効長さを選べば、その効率を $\sim 100\%$ にすることが出来る。但し波長の長いX線では窓での吸収で効率がそれだけ下がる。これらのことは proportional counter についても同様のことが云える。

Quenching gas と rare gas の関係は G-M counter がうまく働くためには少くとも

$$e_i \lesssim E_m < E_i \quad (15)$$

の関係が必要である。ここで e_i は quenching gas の ionization potential , E_m は rare gas の metastable state のエネルギー, E_i は rare gas の ionization potential である。

Quenching gas としてよく使われる

表7. Rare gas E_i と E_m

エチルアルコールは $e_i = 10.7$ eV である。

Quenching gas に更に必要な条件は、その多原子分子がこわれたとき活性の強いガス (O など) を作らないような物質、又負イオンを作らない物質であることも必要である。普通 Ar + Ethylalcohol がよく使用されるが、soft X-ray では Ne + Ethylalcohol も適当であろう。

	E_i	E_m
He	24.4 eV	20.9 eV
Ne	21.6	16.6
A	15.7	11.6
Kr	13.3	9.9
Xe	12.1	8.3

G-M counter も soft X-ray 領域の測定には、窓に使う物質の厚さが問題になることは proportional counter と同様である。G-M counter は proportional counter があまり有効に使えない $20 \sim 200 \text{ \AA}$ 程度のX線の spectroscopy によく使われている。^{34) 35)}

G-M counter の不感時間 (放電の発生の直後から心線のまわりの電場がガイガー放電開始電圧における値まで復帰するに要する時間) 十回復時間 (不感時間の終りからイオンシースが管壁に達して counter が正常な状態にもどる時間) は $\tau \sim 2 \times 10^{-4}$ sec 程度で、 n photons / sec の event は $n \exp(-n\tau)$ なる平均計数率になる。従って $n \gtrsim 10^4$

sec^{-1} の event は G-M counter で測ることは適当でない。

§ 7. Open Window Secondary Electron Multiplier

(5)~(38)

Soft X-ray から EUV の領域で gas counter を使うことは窓の吸収があるためあまり適当でない。Gas counter の efficiency は波長の増加とともに急激に落ちる。例えば $4000\text{\AA}$ 附近では $1000\text{\AA}$ の celluloid film を使った G-M counter ではその efficiency は $0.2 \sim 0.3\%$ となる。Open type secondary electron multiplier の detector は窓での吸収がないと云うことの他に次の諸点が写真乾板や G-M counter に比べてすぐれている。

- (1) Gain が大きい。 $10^{7 \sim 9}$ 程度の gain にすることが出来る。
- (2) Small background。Thermal な background で $\sim 0.1 \text{ sec}^{-1}$ より小さい。
- (3) 大きい efficiency をもち sensitive time が短い ($\sim 10^{-7 \sim -8} \text{ sec}$)
- (4) 空気にさらされた後でも efficiency はほとんど落ちない。
- (5) 比較的真空の悪い所 ($\lesssim 10^{-4} \text{ mmHg}$) でも正常に働く。
- (6) Soft X-ray 領域に photoemission の性質をもつが不視光線領域には感じないような物質を選べる。

しかし G-M counter に比べて高い安定化電源 ($3,000 \sim 4,000 \text{ volt}$) が必要である。又入射 photon のエネルギーを分解するには grating を使わなければならないことは、G-M counter や photograph と同様である。コンパクトに組み込めると云う特長によって現在天体観測にもよく使われている。^{(39)~(41)} Secondary electron multiplier は Allen^{(42)~(43)} によって開発されてから現在は波長に応じて efficiency がすぐれているいろいろな物質が調べられている。

Secondary electron multiplier の二つの基本的な type を図 17, 18 に示す。図 17 は普通の photomultiplier と同じ type で photocathode 面が X-ray 領域に sensitive な物質を使う。各 dynode は現在の所、空気にさらされてもあまり efficiency が落ちない点や、比較的气体があっても ($\lesssim 10^{-4} \text{ mmHg}$) 使用出来ると云う点、それに可視光にほとんど感じない、などの点で Be-Cu 合金が最も適していると思われる。⁽⁴⁴⁾

図18はいくつもの dynode を使う代りに磁場を利用して電子を増倍しようとするものである。磁場は電場に直角に永久磁石で ~ 300 gauss 程かけられる。Electron optics の原理を使って適当に磁場と電場の強さをきめれば photosensitive な面で出た photoelectron はCからDまで trochoidal な軌道をえがきながら何度か dynode

図18 Magnetic Resistance strip Photomultiplier.

供給電圧 $V_G \sim 800V$
 $V_C \sim -1700V$
 $V_D \sim 150V$

図17 photomultiplier.

に衝突することによって増倍されてゆく。例えば大きさが $CD \sim 10cm$ の程度で図17の装置で10数段の dynode をもつと同程度に増巾される。いずれの場合も out put はパルスとして取り出せる。又 photosensitive な面(図17の photocathode , 図18のPの部分)は対象とする入射X線に応じて最も sensitive なものにとりかえられるようになっている。このような type の efficiency は photon を受ける初段の photocathode できる。現在 $1\text{\AA}$ より長い波長のX線に対して photosensitive な物質が開発されている。^{45) 46)} そのいくつかの例を表8, 9に photoelectric yield として示した。

表8. $1.54 \sim 1.33 \text{ \AA}$ のX線によるいろいろな物質のphotoelectric yield⁴⁵⁾

	測定に使われたX線の波長							
	CuK (1.54A)	CrK (2.278)	TiK (2.74)	CaK (3.35)	CeK (4.72)	AlK (8.32)	NaK (11.9)	CuL (13.3)
Ti	0.26 %	0.41 %	0.09 %	0.10 %	0.27 %	0.66 %	1.60 %	—
W	0.36	0.82	0.60	0.80	1.50	0.94	1.70	2.3
Pt	0.44	0.90	1.1	1.6	2.0	1.18	2.5	3.3
NaBr	1.3	4.6	3.5	3.6	6.1	3.3	5.6	17.8
CsI	5.7	10.8	4.9	31.5	14.1	35.8	76.0	94.5
SrF ₂	1.4	5.8	3.6	6.6	11.6	21.6	12.3	15.5

表9. $2.36 \sim 1.13 \text{ \AA}$ のX線によるいろいろな物質による
photoelectric yield⁴⁶⁾

	測定に使われたX線の波長			
	OK (23.6A)	CK (44)	BK (67)	BeK (113)
Be	0.7 %	1.1 %	2.35 %	2 %
Ni	2.1	2.3	3.7	4.9
W	3.6	4.0	2.2	0.94
LiF	—	6.0	17.0	61.0
NaF	3.2	12.5	26.0	85.0
CaF ₂	15.9	7.1	14.2	25.0
SrF ₂	22.0	31.0	27.0	24.0
NaCl	13.5	19.5	13.5	27.0

§ 8. Grating によるX-Ray Spectroscopy^{39) 40) 47) ~ 49)}

紫外線から soft X-ray の輝線スペクトルを調べるために ruled grating spectroscopy が広く用いられている。1~60Å程度のX線のruled grating spectroscopy は非常に困難である。鏡の焦点作用は原理的には波長によらず紫外線と同様X線にも適用出来るけれども、反射の効率がX線の領域で急に落ちるから普通の意味の焦点作用はなくなる。X線に対しては物質の屈折率は1より小さいから小さい角度で全反射を利用出来る。例えば10ÅのX線ではAlの臨界角は約1°でありPt or Auのそれは約5°である。反射の効率がよくなるのは臨界角或はそれ以下で達成されるから、実際には grating の面にすれすれになってしまう。焦点作用は入射面の一方方向のみで達せられるから全体の収差をなくするためには、互に直角な二つの grating を使う必要がある。

平板の grating spectroscopy は1Å近くのX線の波長を決定するために使われて来た。Ruled gratingで波長を弁別する原理的な式は平行線の間隔をdとすると

$$n\lambda = d(\sin i - \sin r) \quad (46)$$

或は

$$n\lambda = 2d \sin \frac{2\theta + \phi}{2} \sin \frac{\phi}{2} \quad (47)$$

図 19 Ruled grating の反射

に従う。X線はレンズの作用がないから絞った slit

の像は平板 grating では得られない。従って、非常に狭いビームが必要になり grating の面のほん

の一部しか使われない結果分解能が悪くなる。このことは面を広くして反射面につけた線の領域をふやすと云う事では分解能が上げられないことを意味する。その代りに単位長さ当りの線を非常にたくさんつける必要になる。Siegbahn⁵⁰⁾によって使用されたX線の ruled grating は1,800 lines/mmである。

~20Åより短い波長のX線ならばADP, LiFなど適当な結晶を用いれば ruled grating にしなくても格子面を使って分光出来る。Bragg の条件 $2d \sin \theta = n\lambda$ からわかるように $2d < \lambda$ の波長のX線は分解出来ない。~20Åより長い波長のX線は ruled grating にしなければならない。Monochrometer用の結晶としてよく使われる結晶の反射

面の面指数と面間隔を表10に示した。

X線分光器は入射X線と結晶面のなす角 θ とその2倍の角速度で動かすための機構をもつものでX線の強度を効率よく分光するために湾曲結晶用 **spectrometer** が用いられる。Johansson⁵¹⁾ 型の湾曲結晶用ゴニオメーターに用いられる結晶はローランド円の半径を r とすれば $2r$ で湾曲し、回折されたX線がローランド円上で焦点を結ぶように r で表面をみがき出した結晶である。結晶と **counter**の運動を示すメカニズムは図20に示される。格子面を使える波長範囲のX線では結晶を機械的に一様に湾曲させて使う。

Lukirskii et al⁵²⁾ や Holliday⁵³⁾ が $15 \sim 120 \text{ \AA}$ の soft X-ray の spectroscopy で使ったのは 600 lines/mm の curved grating である。DuMond は $\sim 1 \text{ MeV}$ の γ 線を測定するため石英を曲げて焦点作用がよい **crystal spectrometer** を使った。^{54) 55)}

以上のようにして grating で波長が十分分解出来た後そのX線の intensity を測るためX線 film, X線領域に sensitive な photocathod をもつ photomultiplier, gas counter などが使われる。Intensity が弱いときは写真乾板では時間がかかると云う点と手数がかかることと、その濃さによって判

表10 結晶の面間隔

	反射面	面間隔
岩 塩	200	$5.6285 \text{ \AA}$
LiF	200	4.0276
方解石	へき解面	3.02945
石 英	1010	4.24602
石こう	へき解面	7.5847
雲 母	002	9.96
Si	111	3.135
Al	111	2.338
ADP	110	10.648
緑柱石	1010	7.97

図20 Curved crystal spectrometerの geometry²⁹⁾

断する強度に誤差が多く入ってくるなどの欠点がある。これらの欠点を克服するために § 7 に述べたようなX線領域に sensitive な photocathodeが開発されている。

§ 9. その他のX線測定装置

(39) (40) (56) (57)

§ 9.1 窓とガスによって波長を弁別する gas counter

—— 天体観測で使われているものを中心にして ——

波長の弁別は窓に使う膜でなされる。よく使われる窓として, $\overset{\circ}{\text{Al}}$ の $8\overset{\circ}{\text{\AA}}$ の K-吸収端と $\overset{\circ}{\text{C}}$ の $44\overset{\circ}{\text{\AA}}$ の K-吸収端が利用される。このような適当な吸収端をもつ物質をMylar のような base となる膜にぬったり蒸着したりする方法もとられる。いずれもK吸収端より短い波長側に吸収が非常に大きくなり, 一方長い波長側はそれに比較して小さくなる性質が filter としての役目をはたす。吸収端よりずっと長い波長になると再び吸収が大きくなる。またずっと短い波長になると吸収が小さくなる。この短い波長の効率を悪くするためcounter にみたされるガスとしてHe, Neのような軽いガスが使われる。こうして窓とガスによって適当な波長範囲に sensitive な counter が出来る。表11にはその例を示した。又図21~24はそれらの spectral sensitivity である。

表11 天体観測で使われているX線 detector の例^{(39) (40) (56)}

Sensitive region	Detector の型	窓	Gas	Out put
$2\sim 8\overset{\circ}{\text{\AA}}$	Geiger counter	$\text{Be } 25\text{ mgcm}^{-2}$	Ne+ Ethyl.	Ratemeter
$8\sim 20\overset{\circ}{\text{\AA}}$	Ion chamber or Geiger counter	$\overset{\circ}{\text{Al}} 1.5\text{ mgcm}^{-2}$	Ne+ Ethyl.	Ratemeter
$44\sim 60\overset{\circ}{\text{\AA}}$	Ion chamber	$\text{Mylar } 0.84\text{ mgcm}^{-2}$	N_2	Current
$2\sim 20\text{ KcV}$	Proportional counter	$\text{Be } 24\text{ mgcm}^{-2}$	Ne + C O_2	Ratemeter

図 21 Be窓の gas counter の波長に対する
 efficiency, $\epsilon(\lambda) = e^{-(\mu_m \rho \chi)_W} [1 - e^{-(\mu_m \rho \chi)_G}]$
 Window 0.005" Be, $\rho \chi_W = 0.0227 \text{ g/cm}^2$
 Gas 8.6 mm Ethyl Formate + 702.6 mm Ne
 $\rho \chi_G = 0.00194 \text{ g/cm}^2$

図 22 Al窓の gas counter の波長に対する
 efficiency, $\epsilon(\lambda) = e^{-(\mu_m \rho \chi)_W} [1 - e^{-(\mu_m \rho \chi)_G}]$
 Window 0.00023" Al, $\rho \chi_W = 0.00157 \text{ g/cm}^2$
 Gas 8.6 mm Ethyl Formate + 702.6 mm Ne
 $\rho \chi_G = 0.00194 \text{ g/cm}^2$

図2 Mylar 窓のion chamber の波長に対する efficiency,
 短い波長の部分は他の detector の結果を使って差し引く

図24 窓を Mylar と Glyptal を使ったときの
 efficiency の変化

これらの図は窓とガスのX線の吸収係数を考慮して計算したものである。図24はガスが同じで窓の物質を変えたときの spectral sensitivity' の変る例である。

上に述べたような detector によって current 或は counting rate が測定されたときその値からX線の spectral flux ($\text{erg cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$) を計算する方法を述べる。

Detector の波長に対する efficiency は

$$\epsilon(\lambda) = e^{-\mu_m^W(\lambda) \{ \rho X \}^W} \left[1 - e^{-\mu_m^G(\lambda) \{ \rho X \}^G} \right] \quad (18)$$

であらわされる。最初の exponential factor はX線の質量吸収係数 $\mu_m^W(\lambda)$ の窓を通りぬける波長 λ なるX線の damping をあらわす。[] の factor は gas の吸収の部分であらわす。X線の flux distribution を $E(\lambda) \text{ erg cm}^{-2} \text{sec}^{-1} \text{cm}^{-1}$ とすると、detector 内で吸収される efficiency は単位波長当り

$$\epsilon(\lambda) E(\lambda) \quad (19)$$

である。Ion chamber の場合は(19)に入射エネルギーの erg 当りに使われる ion pair 数 ω と電荷 $e (= 1.602 \times 10^{-19} \text{ Coulomb})$ をかけることにより単位波長当りの current は、

$$I(\lambda) \approx 1.602 \times 10^{-19} \omega a \epsilon(\lambda) E(\lambda) \quad \text{amp cm}^{-1} \quad (20)$$

となる。ここで a は counter の窓の大きさである。Photon counter (G-M counter) の場合は(19)に波長 λ の入射エネルギーの erg 当りの photon 数 λ / ch をかけなければならない。こうして単位波長当りの count 数は

$$C(\lambda) = \frac{a \lambda}{c h} \epsilon(\lambda) E(\lambda) \quad \text{counts sec}^{-1} \text{cm}^{-1} \quad (21)$$

こうして実際に測定される量である total current 或 total counts 数との関係は、

$$I_T = \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} I_{\lambda} d\lambda = 1.602 \times 10^{-19} \omega a \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \epsilon(\lambda) E(\lambda) d\lambda \quad (22)$$

$$C_T = \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} C_\lambda d\lambda = \frac{a}{ch} \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \epsilon(\lambda) E(\lambda) d\lambda \quad (23)$$

$E(\lambda)$ の形を parameter を使って適当に仮定することにより, そのparameter を上の(22), (23)式からきめる。例えば,

(i) X線が Planck 分布をしていると考えられる場合 (太陽X線や plasma X線で重要)。

$$E(\lambda) = B \lambda^{-5} (e^{C_2/T\lambda} - 1)^{-1} \quad \text{erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ cm}^{-1} \quad (24)$$

ここで $C_2 = 1.439 \text{ cm}^\circ \text{K}$

$$B = B' C_1, C_1 = 2\pi C^2 h = 3.732 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^2 \text{ sec}^{-1}$$

だから(22), (23)は,

$$I_T = 1.602 \times 10^{19} \omega a B \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \epsilon(\lambda) \lambda^{-5} (e^{C_2/T\lambda} - 1)^{-1} d\lambda \quad \text{amp} \quad (25)$$

$$C_T = \frac{a}{ch} B \int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \epsilon(\lambda) \lambda^{-4} (e^{C_2/T\lambda} - 1)^{-1} d\lambda \text{ counts} \quad (26)$$

これらの数式を数値的に積分することによって parameter Bを出せば(24)によって λ に関するX線の flux distribution がわかる。

(ii) Monochromatic な電子が固体の target にあたった場合の連続X線の分布は,

$$E_\lambda = B \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_c} \right) \frac{1}{\lambda^2} \simeq B \frac{1}{\lambda^3} \quad \text{erg cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ cm}^{-1} \quad (27)$$

ここで

$$B = j B' \quad B' = 5.4 \times 10^{-19} Z$$

$$j \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ は電子ビームの flux}$$

こうして

$$I_T = 1.602 \times 10^{-19} \omega a B \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \epsilon(\lambda) \frac{1}{\lambda^3} d\lambda \quad \text{amp} \quad (28)$$

$$C_T = \frac{a}{C \lambda} B \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \epsilon(\lambda) \frac{1}{\lambda^3} d\lambda \quad (29)$$

などと解析するとき $E(\lambda)$ を適当に仮定すれば本来 energy 分解が出来ない G-M counter や, ion chamber でもここにあげた特殊な design をすることによって, 大体の energy distribution がわかる。

以上 Friedman *et al* の使った gas counter についてのみ述べたがその他の天体 X 線測定のための gas counter の原理は上の結果とあまり大きく変らない。上のような efficiency のスペクトルは広い範囲の X 線を一つの counter で測定するときにはいつも注意しなければならない。

Scintillation counter は gas counter に比べて広い範囲の spectral sensitivity をもつ。^{6) 58) 59)}

§ 9.2 蛍光板と X 線写真乾板^{47) 60)}

X 線用の蛍光物質として硫化亜鉛, ウイルマイト ($ZnSO_4$), シアン化白金バリウム等がある。特に硫化亜鉛は像が一定時間持続するためよく使われている。入射強度が大きい程蛍光も強く, 長い波長 ($1.5 \text{ \AA}$ 以上) に対しては蛍光板の感度は減少する。更に蛍光膜による吸収が甚しいので普通のラジオグラフィーのように透過でなく反射で見なくてはならない。

X 線写真乾板は X 線の空間的な強度分布を知るのに都合がよい。

X線の強度はX線フィルムに黒化度^{*} となってあらわれる。黒化度について注意すべきことはX線束の波長が異なれば、たとえその強度が等しくまた写真乳剤も露出時間も同じでも黒化度は等しい。最も重要な因子は乳剤に吸収されるX線束のエネルギーの割合である。特にフィルムの感度はBrとAgの吸収端 0.920Å と 0.486Å に対して急激に増加するので、連続X線の写真はこの二つの波長の所ではっきりしたバンドを示すことになる。この異常を入射X線に帰せしめないように注意する必要がある。Seeman^{61) 62)} によると濃度1を得るためにはフィルムが吸収しなければならないエネルギーは λ が 2.4Å から 0.4Å に変わると 0.8 erg/cm^2 ($9.7 \times 10^7\text{ photons/cm}^2$) から 1.7 erg/cm^2 ($3.4 \times 10^7\text{ photons/cm}^2$) になる。使用するX線フィルムに応じてX線強度に対する黒化度の基準を調べておけば未知のX線強度はフィルム⁶³⁾の濃度をフォトメーターで調べることによって大体わかる。

X線フィルムの選択には世界各国の主要なフィルムの性能テストの結果が参考になるだろう。^{64) 65)}

最後に、将来の発展を予想されるものは半導体を使った測定器である。半導体放射線検出器は専ら α 粒子、nuclear fragmentなどの重い粒子に有効であるが、 γ 線、X線のドジメーター⁶⁶⁾などの応用が考えられる。

§ 10. まとめ — 各測定器の比較 —

これまで述べて来た種々のX線測定装置の普通によく使用される範囲を図25に示す。

- * 写真の黒化度 (or 濃度) はフィルムに光をあてて、X線にさらされないフィルムの部分を通ってくる強さを I_0 、X線にさらされた部分に対する強さを I とすると黒化度は

$$D = \log \frac{I}{I_0} \text{ で与えられる。}$$

図 2.5 種々のX線測定装置の使用範囲

最後に、この報告をまとめるにあたり変らぬ御指導を賜った早川幸男先生に感謝致します。又いろいろと情報をお寄せ下さった名大理上田良二教授、名大工橋米一郎教授、永谷隆助手、早大理工市ノ川竹男助教授、大阪市大小塩高文助教授の諸先生に厚く御礼申し上げます。

References II

- 1) B.L. Henke, R. White and B. Lundberg ; J. Ap. Phys. 38 (1957), 98~105.
- 2) 例えば早川, 林「核融合」岩波(1959)をみよ。
- 3) D. Strominger, J.M. Hollander and G.T. Seaborg ; Rev. Mod. Phys. 30 (1958), 594~596.
- 4) C.F. Hendee, S. Fine and W.B. Brown ; Rev. Sci. Instr. 27 (1956), 531~535.
- 5) A.E. Sandström ; Handbuch der Physik 30 (1957), 85~90.
- 6) J. Taylor and W. Parrish ; Rev. Sci. Instr. 26 (1955), 367~373.
- 7) 山崎文男 et al ; 「放射線測定装置」共立出版 (1956)
- 8) 三浦, 菅, 俣野 ; 「反射線計測学」裳華房 (1960)
- 9) 野中到 et al ; 「核実験装置I」共立出版 (1960)
- 10) W.E. Mott and R.B. Sutton ; Handbuch der Physik 45 (1958), 86~154.
- 11) E. Breitenberger ; Progress in Nuclear Phys. 4 (1955), 56~94.
- 12) 榎本, 森 ; 名古屋工業技術試験所報告 12 No.2 (1963), 92~99.

- 13) 榎本, 森; 応用物理 30 (1961), 569~577.
- 14) G.G. Kelley, P.R. Bell, R.C. Davis and N.H. Lazer ;
Nucleonics 14 No. 4 (1956), 53.
- 15) 松岡勝; 核融合研究 7 (1961), 413~426.
- 16) B.B. Rossi and H.H. Staub ; Ionization Chambers and
Counters, McGraw-Hill (1949).
- 17) H.H. Staub ; Experimental Nuclear Physics, Vol. 1 ed. by
E. Segré, pl~161, John Wiley and Sands, Inc.
New York (1953).
- 18) A.R. Lang ; J. Sci. Instr. 33 (1956), 96~102.
- 19) H. Friedman and L.S. Birks ; Rev. Sci. Instr. 19 (1948),
323~330.
- 20) H.W. Fulbright ; Handbuch der Physik 45 (1958), 1~51.
- 21) J.M. Valentine ; Proc. Roy. Soc. London A211 (1952),
75~85.
- 22) G. Steller ; Z. Phys. 120 (1942-43), 639~651.
- 23) D. West ; Progress in Nucl. Phys. 3 (1953), 18~62.
- 24) S.C. Curran ; Handbuch der Physik, 45 (1958), 174~221.
- 25) D.H. Wilkinson ; Ionization Chambers and Counters,
Cambridge , The University Press, 1950.
- 26) M.E. Rose and S.A. Korff ; Phys. Rev. 59 (1941), 850~859.
- 27) G.C. Hanna, D.H.W. Kirkwood and B. Pontecorvo ; Phys. Rev.
75 (1949), 985~986.
- 28) 市ノ川, 白井, 小野口; 応用物理 31 (1962), 51~58.
- 29) 市ノ川竹男; 分析化学 10 (1961), 669~682.

- 30) R.M. Dably ; Brit. J. Ap. Phys. 11 (1960), 64~66.
- 31) 小塩高文 ; SEノート №213 (1961), 13~20.
- 32) T. Nagatani and Y. Sakaki ; Rev. Sci. Instr. 33 (1962), 556~557.
- 33) S.K. Korff ; Handbuch der Physik 45 (1958), 52~85.
- 34) J.L. Rogers, F.C. Chalklin ; Proc. Phys. Soc. B67 (1954), 348~356.
- 35) A.P. Lukirskii, M. A. Rumsh and L.A. Smirnov ; Soviet Phys. Optics and Spectroscopy 9 (1960), 262~265.
- 36) A.M. Tiutikov and A.I. Efremov ; Technical Physics (1957), 154~156.
- 37) L. Heroux and H.E. Hinteregger ; Rev. Sci. Instr. 31 (1960), 280~286.
- 38) E.R. Piore, G.G. Harvey, E.M. Gyorgy and R.H. Kington ; Rev. Sci. Instr. 23 (1962), 8~12.
- 39) H. Friedman : Solar Observations Obtained from Vertical Sounding (in Reports on Progress in Physics) 1961.
- 40) H. Friedman ; Space Science chap. 12, "Rocket Spectroscopy" ed. by D.P. LeGalley (1961).
- 41) H.E. Hinteregger ; Space Astrophysics. p. 34~73, ed. by W. Liller, McGraw-Hill Book Comp. (1961).
- 42) J.S. Allen ; Rev. Sci. Instr. 12 (1941), 484~488.
- 43) J. S. Allen ; ibid. 18 (1947), 739~749.
- 44) M. Brunet, M. Jehanno, C. Julliot and A. Tarrius ; L'onde Electrique, 17 (1962), 746~753.
- 45) A.P. Lukirskii, M.A. Rumsh and I.A. Karpovich ; Soviet Phys. Optics and Spectroscopy 9 (1960), 343~346.

- 46) A.P. Lukirskii, M.A. Rumsh and L.A. Smirnov ; *ibid.* 9 (1960), 265~267.
- 47) H. Compton and K. Allison ; *X-Rays in Theory and Experiment*, D. Van Nostrand Comp. 1936.
- 48) A.E. Sandström ; *Handbuch der Physik* 30 (1957), 94~138.
- 49) 内田洋一 ; *応用物理* 31 (1962), 647~653.
- 50) M. Siegbahn and T. Magnusson ; *Z. Phys.* 64 (1930), 435~456.
- 51) I. Johansson ; *Z. Phys.* 82 (1933), 507~528.
- 52) J.E. Holliday ; *J. Ap. Phys.* 33 (1962), 3259~3265.
- 53) J.E. Holliday ; *Rev. Sci. Instr.* 31 (1960), 891~895.
- 54) J.W.M. DuMond ; *ibid.* 18 (1947), 626~638.
- 55) D.E. Muller, H.C. Hoyt, D.J. Klein and J.W.M. DuMond ; *Phys. Rev.* 88 (1952), 775~793.
- 56) R.W. Kreplin ; *Ann. de Géophysiq* 17 (1961), 151~161.
- 57) R.W. Kreplin, J.A. Chubb and H. Friedman ; *J. Geophys. Res.* 67 (1962), 2231~2253.
- 58) J. Taylor and W. Parrish ; *Rev. Sci. Instr.* 27 (1956), 108.
- 59) W. Parrish and T.R. Kohler ; *ibid.* 27 (1956), 795~808.
- 60) A. ギニエ ; *X線結晶学の理論と実際*, 高良 et al 訳, 理学電機図書出版 1960.

- 61) H.E. Seeman ; Rev. Sci Instr. 21 (1950), 314~322.
- 62) M.H. Van Horn ; ibid. 22 (1952), 809~811.
- 63) A.D. Davenport and G.W.W. Stevens ; Brit. J. Ap. Phys.
6 (1955), 31~34.
- 64) Acta Cryst. 9 (1956), 520~525.
- 65) R. Uyeda, to be published in Acta Cryst. (1963).
- 66) R. Frerichs ; J. Ap. Phys. 21 (1950), 312~317.