

解説

1 keV 領域の X 線の発生と計測

深 尾 正 之

(静岡大学工学部)

(1997年 7 月10日受理)

X-Ray Production in 1 keV Range and its Measurement

FUKAO Masayuki

Department of Electrical and Electronic Engineering, Shizuoka University, Hamamatsu 432, Japan

(Received 10 July 1997)

Abstract

This report describes methods to produce X-rays in the 1 keV range. After reviewing the widely used synchrotron radiation(SR), high density Z-pinch discharge, and radioactive isotope methods, we discuss the old beam/target method. The use of abnormal glow discharge is proposed to produce a low-energy, high-current electron beam. The detection and spectral measurement of an X-ray in the 1 keV range are also described. In addition to the standard grating-crystal spectrometer, scintillation and semiconductor detectors, a gas ionization chamber with divided collecting electrodes is proposed to measure the X-ray spectra in the keV range.

Keywords:

keV X-ray, bremsstrahlung, beam/target, photoionization, diffusion, abnormal glow discharge, gas ionization chamber with divided electrodes

1. はじめに

X線は、歴史的には、強い透過性を持つ目に見えない光線として認識された。今日でも、この性質はひろく利用されている。医療診断用X線には60–120 keVが、工業製品の非破壊検査用には、被検体の厚さに応じて30–250 keVのエネルギー領域が用いられる。学術的研究では、その波長が、結晶の格子定数に近いことを用いて、結晶構造の決定のために広く用いられてきた。この目的に対しては、結晶面の方向を調べるだけのLaue法を除いて、X線は単色光であることが必要である[1]。そのために、特性X線が用いられる。最近になって、可視光の波長では、解像度(分解能)が不足するような微小パターンの認識・転写(X線顕微鏡, X線リソグラフ)にX線が用いられようとしている。半導体工業では、VLSI (Very Large Scale Integrated) の高密度化によっ

てチップ上の配線の線幅は0.25 μm 以下になろうとしている。それに伴いパターン転写のためのリソグラフ用光源は、かつての可視光G線(0.436 μm)、現在の主流であるI線(0.365 μm)から、KrFレーザー(0.248 μm)、ArFレーザー(0.192 μm)へと短波長化が計画されている。光の位相制御の発達によって、波長にほぼ等しい線幅の転写が可能となっているが、さらに集積度を上げるには、より短波長の光源必要となる。しかし、この目的にはパターンを保持するための透過率の高い基盤材料の存在が必要であるが、真空紫外領域ではこのような基盤材料が存在しない。そのために、波長は0.25 μm から、一気に飛んで、再び透過力が大きくなる、1–4 nm (0.5–1.2 keV)の軟X線領域を用いることが考えられている。

また一方、ウイルスなどの生体微小検体を *in-situ* で

観察するための X 線顕微鏡用の光源にも同じ波長領域が用いられようとしている。可視顕微鏡では、その波長 $0.5 \mu\text{m}$ が分解能の限界であり、電子顕微鏡では、分解能に限界はないが、被検体を真空中に入れる必要があり、かつ高エネルギー電子の衝撃を受けるために、*in-situ* 測定は不可能である。水(酸素)の、K 殻電子励起の閾値が 0.53 keV で、これよりエネルギーの低い(波長の長い)領域を、water window と呼ぶようである。窒素(蛋白質の構成元素)の K 殻電子励起の閾値は 0.40 keV であるから、この領域に多くの成分をもつスペクトルの X 線によって観察すれば、生体をよいコントラストで観察できるはずである。keV 領域の X 線はその他にも新しい応用分野が生まれるかもしれない。大気圧中の光子の平均自由行程 (mfp) は、 1 keV で 2 mm 、 2 keV で 2 cm であり、反応はほとんどが光電離であるので、このエネルギー領域の X 線を照射することにより、容易に大気を導電性にすることができる。真空紫外領域を挟んで、その両側で適度の透過力と、電離能を持つ紫外線と軟 X 線が、波長の違いを活用しながら、今後多くの分野で応用が広がるのではないかと予想している。

この領域の X 線は、発生・計測に関して、ともに VUV の手法や、 100 keV 以上の X 線の取扱手法とは異なる内容を持つ。シンクロトロン放射 (SR) により、この領域の X 線が、大強度でかつ安定して発生できるようになり、この分野の物理と技術は、急速に発達している。これまでは、シンクロトロンを用いた光子ファクトリは、主に研究に用いられてきたが、やがて工業的役割が増すことになれば、この領域の X 線の発生と計測は重要となり、さまざまな技術的要求が出てくることが予想される。

なお、X 線と γ 線の区別は、エネルギーではなく、起源、すなわち自由電子あるいは殻電子に関わって放出される電磁波を X 線、原子核から放出される電磁波を γ 線と呼ぶのが適当であろう。軟 X 線と硬 X 線の用語はさらに不明確で、学問分野によって異なる。

2. keV 領域 X 線源

(A) SR-X 線は、加速された電子のエネルギー、蓄積電流、曲率半径の 3 つのパラメータが与えられると、放射されるエネルギー・スペクトルとその放射角依存性等の物理的特性がすべて理論的に定まり、安定な動作が期待できるなど優れた線源である[2]。軌道曲率半径を R 、粒子の速度を v とすると、放射強度は、臨界波長 $\lambda_c = 4\pi R/3\gamma^3$ 付近で最大となる。ただし $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ 、 $\beta =$

v/c である。 $\lambda_c = 1.24 \text{ nm}$ ($E = 1 \text{ keV}$)、 $R = 1 \text{ m}$ を代入すると、 $\gamma = 150$ となる。これを軌道電子エネルギーに換算すれば 0.77 GeV となる。つまり、 1 keV の X 線を効率よく発生させるためには、電子を 1 GeV 程度まで加速し、リングに蓄積する必要がある。軌道面に垂直な方向への拡がり、およそ、 $(1/\gamma) [\text{rad}]$ と狭く、これが、明るい光源の原因でもあるが、応用分野によっては欠点にもなる。電子軌道中に交番横磁場を加えて、電子を蛇行させると、高い放射強度が得られる。蛇行角が広がり角 $1/\gamma$ より小さい場合をアンジュレータ、大きい場合をウイグラと呼ぶ。アンジュレータ放射では、準単色光がえられ、強度は、 $2N \sim N^2$ 倍となる。(N は周期数、倍率は、電子のエネルギー、空間的・速度的拡がり強く依存する。) 放射角は、円軌道放射よりさらに狭く、 $(1/\gamma N^{1/2})$ となる。ウイグラ放射では、スペクトル、時間変化はともに周期的パルス状になる。

(B) 強度は極端に小さいが、テスト用などで利用価値のある X 線源に、放射性同位元素がある。核反応に伴う電磁放射は、核子の結合エネルギーが 10 MeV 近くもあることから、放出される光子は、一般に 1 MeV 近くになることが多い。代表的な核種に、 ^{60}Co ($1.17 + 1.33 \text{ MeV}$, 5.27 y)、 ^{137}Cs (0.662 MeV , 30.0 y) がある (括弧内は、線スペクトルエネルギーと半減期)。その中で、電子捕獲 (EC = Electron Capture) は、捕獲されて空になった K 殻軌道に落ち込む外殻軌道電子によって、光子が放出される。代表的なものに ^{37}Ar (2.957 keV , 35.1 d)、 ^{41}Ca (3.690 keV , $8 \times 10^4 \text{ y}$)、 ^{44}Ti ($4.508 + 68 + 78 \text{ keV}$, 48 d)、 ^{49}V (4.949 keV , 330 d)、 ^{55}Fe (5.895 keV , 2.60 y) がある。 ^{55}Fe は、内部制動放射による連続スペクトル成分も少なく、半減期も適当で、利用価値がある。比較的容易に入手できる $1 \mu\text{C}$ ($= 3.7 \times 10^4 \text{ Bq}$) からの、X 線放射量は、 35 pW ときわめて微量である。その他に、 β 崩壊核種も、高 Z の金属近くにおかれていると、放出された高速電子による制動放射として、X 線が観測される。三重水素からの β 線は、上限 18 keV の低エネルギーで、GM カウンタなどの有窓検出器には感じないはずであるが、実際には、制動放射による X 線が発生して、検出が可能となる。

(C) ガスパフ Z-ピンチプラズマが、X 線源の有力候補として精力的に研究されている。あらかじめガスを詰めた後に電極に電圧を印加し、放電管内面の絶縁面から放電を開始する古典的 Z-ピンチでは、放電開始絶縁面の損傷、不純物混入、再現性、寿命に難点がある。ガスパフ Z-ピンチでは、ガスパフにより形成されたガス塊の

表面から放電が始まることにより、再現性・寿命がともに改善された。雪かきモデル (Snow Plow Model=SPM) が成立する Z-ピンチでは、放電管中あるいはガス塊中のすべてのガスが、中心軸上にかき集められる結果、高い密度が得られる。 $n_e=10^{19}\text{ cm}^{-3}$ とすると、keV 領域の電子に対してでも、そのエネルギー緩和時間は 100 psec となり、電子が数 mm 進む間に、そのエネルギー分布は素早くマックスウェル分布となる。したがって、keV 領域の X 線を多く放出させるためには、プラズマの電子温度そのものを、keV 以上とすることが必要である。このような高温・高密度プラズマを安定に生成するためには、速い電流の立ち上がり可能な電源やスイッチ、優れた対称性を持つ放電管の構造など、技術的に克服すべきことは多い。高温・高密度で、高い電気伝導度を持ち、細いチャンネルに大電流が流れているような Z-ピンチプラズマは非常にリアクティブで、MHD 不安定などによって、プラズマが崩壊し電流チャンネルが途切れると、蓄積されていた電磁エネルギーが短時間に解放されて、高電圧が発生し、高エネルギー X 線を放出する可能性が高い。多くの応用で、必要としている keV 領域 X 線の中に、高いエネルギー成分が混入することは不都合な場合が多い。こうした点を考慮すると、Z-ピンチもまだ多くの解決すべき問題を抱えている。現在、日本では、群馬大学[3]、日本大学[4]などで、Z-ピンチの物理、X 線源開発の研究が進められている。群馬大学の最近の成果によれば、ショットあたり 54 J (全立体角) との結果を得ている。また、NTT [5] とニチコン(株)が、開発した「プラズマ X 線源、NXP-3V」[6] では、毎秒 3 ショットの連続動作で、 $25\times 25\text{ mm}^2$ の面に、 7 mW/cm^2 、全立体角で 60 W の X 線出力を得ている。

(D) 電子ビームをターゲットに衝突させる方法では、電子のエネルギーを自由に選ぶことができ、電流の大きさも自由に選べるので、必要な X 線のエネルギー、出力強度に応じて、装置の大きさを自由に設定することができる。しかし、高速電子に対する弾性散乱、非弾性散乱 (励起・電離) の断面積は、原子の大きさであるのに対して、制動放射の断面積は、原子核の大きさに近い。その結果、高速電子は、原子核のクーロン場で制動を受けて、X 線の放射を起こす前に、原子による散乱、励起・電離によって、ほとんどのエネルギーが熱として消費され、X 線への変換効率が低い。効率を度外視するとしても、X 線源の明るさは、ターゲットの冷却能力によって制約される。さらに、keV 領域のエネルギーの明るい X 線源を考える場合、keV の低速電子ビームでは、電

子の空間電荷のために、高い電流密度を実現するには特別な工夫がいる。エネルギー 1 keV、電流密度 $1\text{ A/cm}^2=10\text{ mA/mm}^2$ のビームの電子密度は $n_e=3.3\times 10^9\text{ cm}^{-3}$ である。ポアソンの式に代入すると $-\nabla^2\phi=6\times 10^3\text{ V/cm}^2$ となり、空間電荷による電子の広がりは無視できない。この空間電荷の影響を取り除くには、 10^{10} cm^{-3} 程度のプラズマ中で電子ビームを生成・輸送する必要がある。

X 線への変換効率を上げるためには、厚いターゲットを用いる必要があるが、励起・電離、散乱、拡散、制動放射、光から電子への再変換などの多重反応が起きるために、変換効率などは、経験的な実験式に頼ることになるようである。

3. 制動放射による X 線収量

素過程における X 線発生量について検討する。制動放射よりも、原子の励起に基づく特性 X 線放射の方が、変換効率のよい場合が多いと思われるが、ターゲットとなる元素の種類に依存するので、ここでは、一般論のしやすい制動放射による変換を前提にして議論を進める。

電子が速度 $\vec{u}=\vec{\beta}c$ 、加速度 $\vec{a}=\dot{\vec{\beta}}c$ で動くと、

$$\frac{dU}{dt}=\frac{e^2}{6\pi\epsilon_0c}\cdot\frac{\dot{\vec{\beta}}^2-(\vec{\beta}\times\dot{\vec{\beta}})^2}{(1-\beta)^3} \quad (1)$$

の放射が起こる [7]。c=光速である。keV 領域を考えるとすれば、非相対論的取扱が許され、

$$\frac{dU}{dt}=\frac{e^2}{6\pi\epsilon_0c}\dot{\vec{\beta}}^2 \quad (2)$$

となる。イオン密度 n_i のターゲットに、速度 $\vec{u}$ の電子を入射すると、放射される光のスペクトル強度は、単位長さあたり

$$n_i B(\nu, u) d\nu = C n_i Z^2 \beta^{-2} d(h\nu) \quad (3)$$

$$C=\frac{16\pi}{3\sqrt{3}}\alpha r_e^2=1.78\times 10^{-31}\text{ [m}^2\text{]} \quad (4)$$

で与えられる。ここで、 r_e = 電子古典半径 = $e^2/(4\pi\epsilon_0 m_e c^2) = 2.8\times 10^{-15}\text{ m}$ 、 α = 微細構造定数 = $e^2/(4\pi\epsilon_0 \hbar c) = 1/137$ である。制動放射を起こすためには、入射電子は、原子の殻電子が存在する場所よりもはるかに、原子核に接近することが必要で、Z は、イオンの荷電数ではなく、ターゲット原子の原子番号である。軌道電子による原子核の遮蔽効果、軌道電子との相互作用による放射、およびそれらの入射電子エネルギーの依

存性は文献[8]に数表化されているが、それらの効果は特別な場合を除いて裸の原子核による放射に較べて遥かに小さい。入射エネルギーが 1 MeV 近くになると、対応する光子の波長 (0.0128 Å) が電子のコンプトン波長 (0.024 Å) 以下となり、軌道電子など個々の電子との相互作用が無視できなくなる。電子による反応の影響が現われるのは、低 Z 原子で、生成される X 線エネルギーが入射エネルギーの 1/10 以下の場合に限られる。しかし、先にも述べたように、X 線の高エネルギー成分の存在は望ましくなく、高エネルギー電子入射は考えないことにすれば、大雑把な評価には、(3) 式で十分である。この式で、特徴的なのは、 $h\nu$ 依存性がないことである。ガスあるいは薄いターゲットに、エネルギー E_b の電子を入射したときの、放射される光子のスペクトルは、 $0 \sim u_0$ にわたって、ほぼ一様である ($E_b = h\nu_0$)。Fig. 1 (a) は、厚さ 25.5 nm の Al 薄膜に、34 keV の電子を入射した時の光子エネルギー分布 (実測) [9] であり、(b) は、文献[8]から、Al に関する値をプロットしたものである。

入射電子としてプラズマ中の電子を考え、その分布を温度 T_e のマックスウェル分布とする。

$$n_e f_e(u) du = n_e f_{th}(u) du$$

$$f_{th}(u) = \left(\frac{4u^2}{\sqrt{\pi} u_{th}^3} \right) \exp\left(-\frac{u^2}{u_{th}^2}\right) \quad (5)$$

$$mu_{th}^2/2 = kT_e$$

を用いて、単位体積あたりの放射を求めると、そのスペクトル強度は、

$$\begin{aligned} W_{th}(\nu; T_e) d(h\nu) &= n_i \int B(\nu, u) n_e f_{th}(u) u du d(h\nu) \\ &= CZ^2 n_i n_e (2\pi - 1/2c\beta_{th} - 1) \exp(-h\nu/kT_e) d(h\nu) \\ &= 2.21 \times 10^{-23} Z^2 n_i n_e \beta_{th}^{-1} \exp(-h\nu/kT_e) d(h\nu) \text{ [m}^{-2}\text{s}^{-1}] \end{aligned} \quad (6)$$

となる。ここで、 u に関する積分は、 $(2h\nu/m)^{1/2}$ から ∞ までであり $\beta_{th} = u_{th}/c$ である。 $h\nu$ について積分した全放射量は、

$$W(T_e) = 1.5 \times 10^{-38} n_i n_e Z^2 T_e^{1/2} \text{ [Wm}^{-3}] \quad (7)$$

となる。一方、電子がビーム状に走っている場合に対しては、

$$n_e f_e(u) = n_e \delta(u - u_0), \quad mu_0^2/2 = E_b$$

と置くことにより、

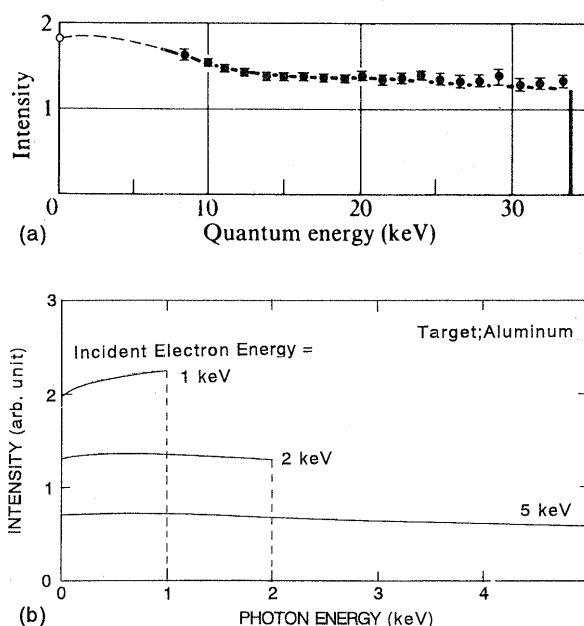


Fig.1 (a) The continuous spectrum from a thin Al target bombarded by 34 keV electrons[9]. (b) The Bremsstrahlung spectra from Al bombarded by 1, 2 and 5 keV electrons, plotted from the reference[8].

$$\begin{aligned} W_b(\nu; E_b) d(h\nu) &= n_i \int B(\nu, u) n_e \delta(u - u_0) u du d(h\nu) \\ &= CZ^2 n_i n_e c \beta_0^{-1} d(h\nu) \end{aligned} \quad (8)$$

となる。ここで、 $\beta_0 = u_0/c$ である。

いくつかの例を上のを式にあてはめてみる。

① Z-ピンチ: $n_e = 1 \times 10^{25} \text{ m}^{-3}$, $T_e = 1 \text{ keV}$, $Z = 10$ (Ne) を (7) 式に代入し、プラズマの大きさを $1 \text{ mm}\phi \times 10 \text{ mm}$ ($V = 8 \times 10^{-9} \text{ m}^3$) とすると、 $W = 4.7 \times 10^5 \text{ W}$ 、パルス幅を、 $1 \mu\text{sec}$ 、3 ショット/sec とすると、 $W_{avr} = 114 \text{ W}$ となる。さらに、被照射面までの距離を 25 cm とすると、最終的な X 線強度は 14.5 mW/cm^2 程度となることになる。実際には、特性 X 線放射の有効性、密度の評価の差によると思われるが、先に述べたニチコン株の NXP-3V の値 7 mW/cm^2 は、これに近い。

② 同じ密度の Z-ピンチで、(6) 式を用いて電子温度のみを変えると $T_e = 1 \text{ keV}$ の場合を W_0 として

$$\begin{aligned} W_{th}/W_0 &= 3.9 \times 10^{-4} (T_e = 0.1 \text{ keV}) \\ &= 4.0 \times 10^{-2} (T_e = 0.2 \text{ keV}) \\ &= 0.52 (T_e = 0.5 \text{ keV}) \\ &= 1.16 (T_e = 2 \text{ keV}) \\ &= 0.99 (T_e = 5 \text{ keV}) \end{aligned}$$

となる。 T_e が下がると、収量は急激に下がり、マックスウェル分布の高エネルギー成分による X 線発生は期待

すべきではない。また、 $d(h\nu)$ を固定して、1 keV のX線強度を求めれば、電子温度を高くすれば収量が増えるというわけではないことがわかる。

③電子ビームと低温プラズマターゲットの組み合わせを考える。密度 $10^{15} \text{ cm}^{-3} = 10^{21} \text{ m}^{-3}$ のターゲットプラズマに、ビーム電流 $I = N_e e u_0 = 1 \text{ A}$ を流す。電子流束 $N_e u_0 = 0.63 \times 10^{19} \text{ sec}^{-1}$ を代入し、(8) 式をビーム断面積で積分し、 $Z = 10$ とすると

$$\int W_b dS = C Z^2 n_i N_e u_0 \beta_0^{-2} = 2.86 \times 10^{13} \text{ [m}^{-1} \text{ sec}^{-1}] \quad (9)$$

となり、さらにターゲットの厚さを 1 cm, エネルギー幅を 1 keV とすると,

$$\int W_b dV = 4.6 \times 10^{-4} \text{ W} \quad (10)$$

が得られる。Z-ピンチの代表的な電流値 100 kA がすべてビーム電流としても、50 W 程度であり、デューティ比を考慮すれば、Z-ピンチと競合できるような収量は得られない。この差は、4 桁の密度差による。Z の大きいガスを用いることにより、1 桁以上の改善はできるが、なお十分でない。ビームと低温プラズマターゲットの組み合わせには、答はないようである。

④ビームと固体ターゲット

厚いターゲットに、単一エネルギーの電子ビームを入射した場合のX線光子のエネルギースペクトルは、Fig. 2 に示すように $(u_0 - \nu)$ に比例する分布となる $(u_0 > \nu > 0)$ 。

あるエネルギー $h\nu$ の光子を取り出すためには、薄いターゲットでは、 $E = h\nu$ の電子を入射するのが最大の収量をあたえるが (Fig. 1), 厚いターゲットでは、電子の入射エネルギーにほぼ比例して収量は増大する (Fig. 2)。厚

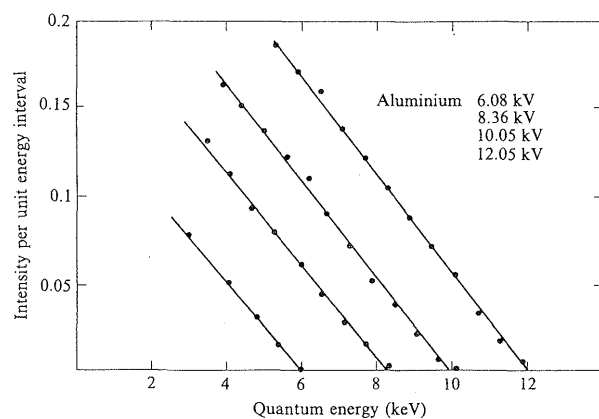


Fig. 2 The spectral distributions from electron opaque Al foil bombarded by electrons with 4 energies in the forward direction. [9]

いターゲットによる電子から、X線へのエネルギー変換効率の実験式[9] $\eta = K Z V$ ($K = 1.3 \times 10^{-6} [\text{kV}^{-1}]$) を用いると、X線収量は $P = \eta V I = K Z V^2 I$ で与えられる。ここで $Z=70$ (W または Ta), $V=10 \text{ kV}$, $I = 1 \text{ A}$ を代入すると、10 W 近くの収量が得られる。問題は、低エネルギー・大電流の電子ビームの生成法、冷却能の優れた陽極の構成、X線の取り出し法などである。この方法の一つの利点は、高いエネルギーの粒子は電子のみであり、Z-ピンチの場合に問題となる高エネルギーイオンによるX線取り出し孔の窓材の破損は起こらない。

4. ビームターゲットに関する検討

薄いターゲットでは、電子と原子との相互作用は、散乱、励起、電離、制動放射等の相互作用が個々に起こり、それらを素過程として取り扱うことができる。厚いターゲットでは、これらの反応が複合する。これらの反応の中では散乱が最も大きい。ガスターゲットの密度では、入射電子は、ガス中で電子は方向を変えるだけでほとんどX線には変換されずに体系(ターゲット)から出てしまう。金属(固体)ターゲットでは、散乱を受けても、すぐ傍に別のターゲット原子が存在するので、空間的広がり小さい。入射電子のエネルギーが 1 keV, 10 keV の場合について、Ar (1 atm), Al, Ta に対する、制動放射(B), 弾性散乱(S), および同じエネルギーのX線の mfp を、Table 1 に示す。

ただし、ここで、散乱断面積は、 $\sigma_S = 10^{-15} \text{ cm}^2$ 一定とした。制動放射の mfp は、弾性散乱の mfp より 6 から 7 桁大きい。入射電子は、制動放射を起こすまえに、多数の弾性、非弾性(励起、電離)衝突を受けながら拡散する。非弾性(励起、電離)散乱の断面積は、およそ 100 eV で最大となるエネルギー依存性を持ち、その値は弾性散乱の 1/10 程度である。非弾性散乱は入射電子の拡散の評価には無視してよいが、衝突あたりのエネルギー減少を考える場合には考慮がいる。弾性衝突あたりのエネルギー減少率は、最大で $(1-2m/M)$ であり、平均として $(1-m/M)$ の減少率を用いると、弾性衝突あたりのエネルギー損失

Table 1 The mean free path for Bremsstrahlung (B), Scattering (S) by electron bombardment and for photon (P).

element	Ar		Al		Ta	
Z/A	18/40		13/27		73/181	
energy(keV)	1	10	1	10	1	10
λ_B cm	1.2e+2	7.9e+2	9.2e-2	6.8e-1	1.1e-2	2.9e-2
λ_S cm	3.7e-5	←	1.6e-8	←	1.9e-8	←
λ_P cm	1.8e-1	1.8e+1	3.2e-4	1.4e-2	1.2e-6	2.6e-4

は 10 keV の入射電子に対して 0.14 eV (Ta ターゲット) であり, エネルギーの減少にともなう, その値が小さくなる. 一方, 非弾性衝突によるエネルギー損失は, 15 eV 程度であるので, mfp が, 弾性衝突の10倍長いことを考慮しても, 入射電子のエネルギー減少は, 非弾性衝突で決まる. 10 keV の電子は, 約700回の非弾性衝突によってそのエネルギーを失う. その間に受ける, 弾性衝突の回数はその10倍, 7,000回程度である. 1回の衝突あたりの拡散広さは $(\lambda_S^2/3)$ で与えられ, 電子のエネルギーがなくなるまでに 1 atm の Ar 中で, $(18 \mu\text{m})^2$ の拡散をする. 高速電子が走行可能な, $p = 1$ Torr を考えると, 拡散広がり, $(14 \text{ mm})^2$ となり, 細い電子ビームを入射しても, X線源は広く分布することになる. 一方, Ta ターゲットに, 10 keV の電子を入射した場合を考えると, 一度の衝突あたりに, $1.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ の拡散広がりが生じ, エネルギーを失うまでの拡散の広がり $(0.01 \mu\text{m})^2$ と, きわめて小さい. 高速電子を Ta ターゲットに衝突させるとき, 制動放射に対する mfp は, $290 \mu\text{m}$ であるが, 多数の弾性散乱によって, 入射電子はターゲットの表層の極めて薄い層に留まることになる. 10 keV の光子の mfp が, $\lambda_p = 26 \mu\text{m}$ であることを考慮すると, 生成された光子が, ターゲット外へ脱出するときのターゲット物質による遮蔽効果を低減するように作用している. 10 keV で入射された電子は, 7,000回の散乱で, そのエネルギーを失うが, その間に制動放射を起こす割合は, $7,000 \times \lambda_S/\lambda_B = 10^{-2}$ である. これが, ビーム/ターゲット法の効率の悪さであり, Fig. 2に示したスペクトルの現れる理由でもある.

5. 低エネルギー電子ビーム源

真空中の低エネルギー電子ビームは, 空間電荷によって発散する. それを抑制するためには, 正イオンを付加すればよい. 低気圧・冷陰極放電管で安定な異常グロー放電を維持できれば, この目的は達成できる. 以前, ブラッシュ陰極[10], 逆ブラッシュ陰極[11]を用いた冷陰極放電が, 揺らぎの少ない安定なプラズマ源になるとして話題になったことがある. ブラッシュ陰極の尖った針の先端は, 電子の電場放出のためではなく, 先端の強い電場で, 短距離で電子を加速することにより, ガスとの相互作用を抑制し, 異常グロー放電領域を拡大することにある. 電子の供給は, イオンの陰極衝撃に負っている(グロー放電). ブラッシュ, 逆ブラッシュ, 平面の各電極を用いた放電をテストしたが, 形状よりも, 材料の差の方が大きく, 電極材料として Al 合金を用いた場合, 逆ブラッシュと平面陰極では, 特性に全く差が見られな

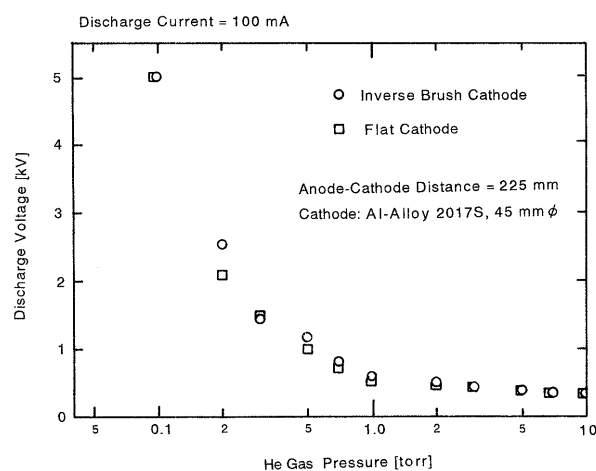


Fig. 3 The abnormal glow discharge characteristics in He with two types of cathode; flat and inverse-brush. Discharge voltage vs. He gas pressure under a condition of discharge current 100 mA.

かった. ガラス放電管内径 60 mm ϕ , Al 合金 (2017S) 48 mm ϕ の冷陰極, 陽極-陰極間距離 = 225 mm で行った, 特性実験の結果を示す. 放電電流 100 mA を流すために必要な, 電極間電圧を, ガス圧の関数として Fig. 3 に示す. Fig. 4 は, 電極間電圧 3 kV で放電した場合に, 陽極の穴から取り出した電子のエネルギー分布を, 90度偏向型円筒電極形エネルギー分析器で求めたものである. 放電電流は, ガス圧によって制御するので, 高ガス圧 (高電流) で, すこし, 低エネルギー成分の量が増えるが, ほとんどが電極間電圧に等しいビーム電子になっている. ここでも, 陰極構造の違いはまったく認められない.

このようにして得られた電子ビームに対して, 単一磁場レンズ, 4 極磁場レンズは, 真空中の電子ビームと同様に作動するようである. さらに, 真空中で用いられる, Pierce 型電子銃に対応して, 異常グロー電子銃でも陰極面の形状によるビーム電子分布制御の可能かどうかについて検討中である.

6. 対向陽極の形状

陽極には, 熱除去のためには電子を広く分布させ, 明るい光源のためには, 電子を集中させるという相反する要求が課せられる. Fig. 5 に示すように, 磁場コイルと中空陽極を配置し, 広がる磁力線に沿って電子を軸方向に分散させ, 軸方向に X 線を取り出すことにより, 線源の広がりを抑制することを考えた.

しかし残念ながらこの考えはまったく機能しないことがわかった. 接線方向に近い角度で入射する電子は, 表

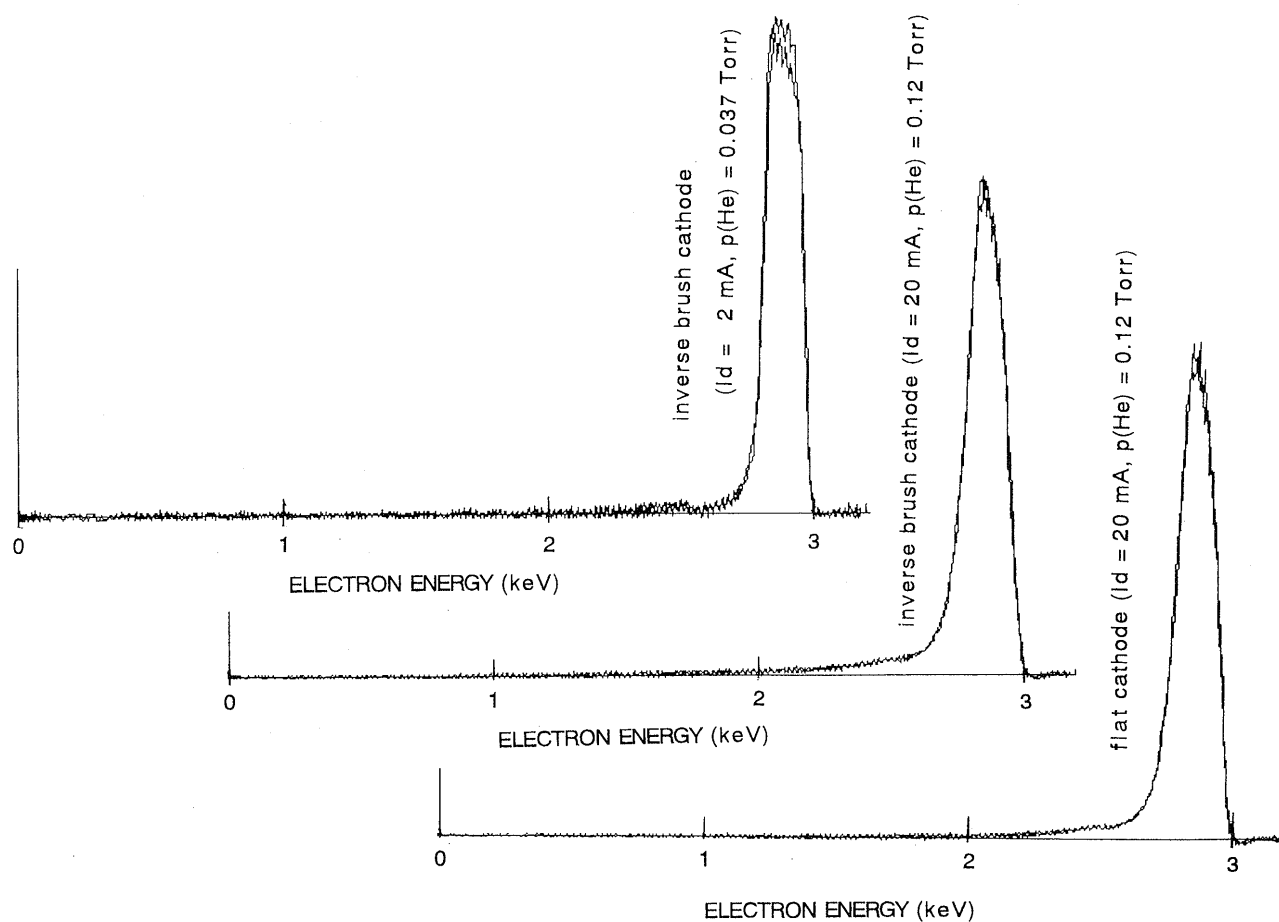


Fig. 4 The energy spectra of electrons produced in abnormal glow discharge with flat and inverse brush cathodes and in a different gas pressure. Discharge voltage is 3 kV. The peaks are normalized.

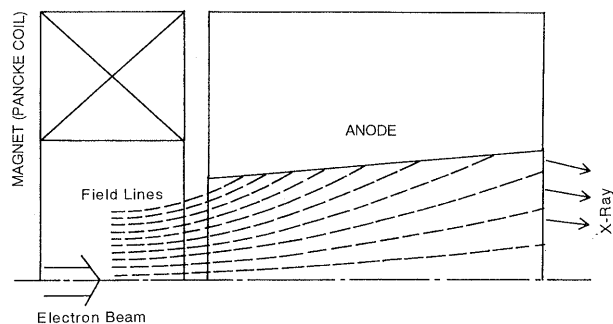


Fig. 5 A proposed anode structure.

面で散乱され、金属面内にはほとんど浸透せず、制動放射によるX線への変換がほとんど起こらないことが明らかとなったためである。これは、ゴニオメータ上にターゲットと高速電子に対して感度を持たなくした小シンチレータX線検出器を置き、発生するX線の収量の角度依

存性を測定して明らかになった。また、この入射電子、反射電子の角度依存性については、第一壁グラファイトと電子の相互作用[12]、また、電子顕微鏡に関連した、電子と物体表面でも同様の結論[13]が得られている。陽極の構造については、新しい考えが必要なようである。

7. X線スペクトルの測定

keV領域のX線のスペクトル測定について述べる。測定で利用する性質・素過程は、次のとおりである。

(A) 波動性に基づく干渉、回折

よく知られた波動の性質は、電磁波X線にも、適用される。

(B) Compton 効果、電子対創生

光子は、電子による散乱(コンプトン散乱)によって、エネルギーの一部を電子に与える。しかし、その大きさは、波長変化で最大0.00485 nm (電子のコンプトン波長)であるので、keV領域のX線(1 nm)に対して

は無視できる。電子対生成には、1.02 MeV 以上の光子エネルギーが必要なので、ここでは考慮しない。

(C) 光電効果, 励起

keV 領域の光子は、原子との衝突で、部分的にエネルギーを原子に与えることはなく、すべてのエネルギーを原子に与える。そのエネルギーは、励起あるいは電離に消費される。電子を叩き出す光電反応では、電離エネルギーを差し引いた残りは、電子の運動エネルギーとなる。内殻電子を叩き出した場合は、外殻電子の落ち込みに伴う特性 X 線放射、あるいはオーグ電子放出を起こす。入射光子のエネルギーが 1 keV 近傍では、ほとんどが光電反応で、仕事関数を差し引いた残りの高いエネルギーを持つ電子を作る。この電子は、近くの原子と強く反応し、多数の励起・電離を起こす。

(D) 透過率

様々な、材料、厚さの吸収膜を用いて、その透過率から、エネルギーを求める。

7.1 回折格子分光器

可視光分光器で広く用いられている回折格子によるスペクトル測定は、VUV～X 線でも用いられる。X 線領域になると、回折格子の表面による反射の効率が落ちるので、直入射で使えるのは、100 nm 程度までである。より短波長の X 線に対しては、斜入射（入射角 85° 以上）のものが使われる。

7.2 結晶分光器

結晶分光器では、表面の反射ではなく、厚さ方向の格子間隔による干渉を利用する（ブラッグ反射）。多くの結晶の格子定数は、 $d=4\text{--}6\text{ \AA}$ であり、分析できる波長は、 $0\text{--}2d$ であるので、エネルギーとしては、1 keV 以上となる。雲母は、 $2d=19.8\text{ \AA}$ で、より低いエネルギーの X 線を取り扱うことができるが、反射率が低い。Z の大きい Ta 原子で格子が構成され、反射効率がよく、格子定数も大きい TAP (Thallium Phthalate) ($2d=25.9\text{ \AA}$) 等が、分光器用結晶として市販されている。

7.3 人工多層膜分光器

薄膜の製造技術の向上で、low-Z, high-Z 2 種類の高層膜が結晶分光器の結晶の代わりに用いられる。Cu-K α (1.54 Å) に対して、Pt/C 多層膜 ($N=10\text{--}50$) で、80% の反射率が得られている。周期数 N は、大きいほど、広い入射角にわたって、よい反射率を示す。さらに、深さ方向に層の周期長を変化させた「スーパーミラー」は、エネルギー分散をさせずに、広いエネルギー範囲で高い反射率を実現したものである [14]。

7.4 シンチレーション検出器

X 線を可視光に変換して、光電子増倍管 (PM) で検出する。シンチレータの中で、可視光の励起に寄与するのは、X 線から変換された高速電子である。光子エネルギーが、1 MeV 近くになると、コンプトン散乱により、エネルギーは、部分的に電子に移る。残りのエネルギーを運ぶ光子が、シンチレータの外へ逃げ出せば、電子に移されたエネルギーのみが検出され、スペクトルが歪む。入射 X 線のエネルギーが低くなると、コンプトン散乱による電子へのエネルギー移動はなくなるが、外部からの可視光を遮断するための薄膜における吸収が増える。われわれの実験室では、6 mm ϕ $\times$ 3 mm のプラスチックシンチレータに 1 μ m 以下の Al を蒸着して遮光し、光ケーブルで光を PM に導いたものを多用している。取扱の容易さ、ダイナミックレンジの広さ (PM への印加電圧で調整) で、SSD (Solid State Detector) よりも使いやすいように思う。

7.5 半導体検出器

Si, Ge 等の半導体による X 線検出でも入射された X 線は、まず、高エネルギー電子 (hot carrier) に変換され、それが、荷電帯の電子を励起して電流を作る。そのキャリアを作るための平均エネルギーは、障壁エネルギーの数倍である (Si; 3.66 eV/pair, Ge; 2.96 eV/pair) [15]。障壁エネルギーとの差は、主に格子原子の励起 (フォノン励起) に消費される。p-n 接合に逆バイアスを印加した通常のフォトダイオードは、X 線の検出にも使用できる。高エネルギーに対しては、有感部分の厚さによって検出能力が決まり、低エネルギー X 線に対しては、不感領域である窓 (入射面電極を含む) における吸収が問題となる。また、可視光に対する遮断が必要である。有感領域の厚さは、p-i-n 接合によって広げることができる。ピュア-Ge, Li-拡散 Si 検出器などはこれに相当する。SBD (Surface Barrier Diode) は、もともと、 α 線、 β 線、核分裂破片などの、高速荷電粒子用に開発されたショットキダイオード (金属/半導体接合) であるが、X 線検出器としても広く利用されている。Al/n 形, Au/p 形のショットキ接合が主に使われるが、後者は、可視光に対して有感であるので注意がいる。ショットキ接合面の空乏層の厚さは、逆バイアス電圧により、変えられるので、いくつかの空乏層厚さで測定すれば、X 線のエネルギー分布測定を行うことができそうである。しかし実際には空乏層以外の領域も X 線に対して有感であることがわかった。筑波大学のグループは、空乏層の外側で形成されたキャリアは、拡散によって、空乏層に達するとき信号が得られることを明らかにして、SBD の感度のエネルギー依存性を求め、実験との良い一致を得ている。また新しい X 線エネルギー

の分布を求める方法を提案している[16].

現在, 市販されている, X線用半導体検出器の種類と大まかな性能を Table 2 に示す.

これらの検出器では, 入射X線により生成された高エネルギー電子によって, 励起されたキャリアの電荷量をパルス高として記録し, エネルギースペクトルを求める. 半導体検出器そのものの時間分解能は高い(筑波大のグループが指摘している非空乏層中のキャリアの拡散には, 無視できない時間がかかる)が, 最大計数率は分析器(MCA = Multi-Channel Analyzer)によって決まる.

7.6 ガス検出器

古くからある検出器で, 検出媒体がガスであるので, 高エネルギーのX線検出には不適當であるが, 原理が単純であるだけに, 絶対測定などに適している.

(A) ガス電離箱 (Ionization Chamber)

ガス中で電離された単位時間あたりの電荷量を測定する. 電流モードで測定するので, エネルギー束を測定することになる. 計数率の問題はない. 後で述べる吸収法を用いない限りスペクトルに関する情報は得られない. X線量の絶対測定に適する.

(B) ガス比例計数管

電子収集電極に, 極めて細い芯線を用いることにより, 芯線近くの強い電場で, 電子雪崩が起こりガス増幅が行われる. その結果, 光子毎のパルス測定が可能となる. その電荷量は入射光子のエネルギーに比例する. ある程度高い分解能を保持しながら, 窓材なし(ガスフロー型)でも使用でき, かつ可視光に感じないといった特徴があるので, 捨て難い検出器である. パルス高分析により, X線スペクトルが測定できる. X線光子の入

り口付近の電極構造とガス圧分布により, 性能が大きく変化する. イオン消弧時間のために, 計数率は低く選ばなければならない.

(C) GM (Geiger Muller) 計数管

よく知られた検出器で, 感度は最も高いが, 光子数の情報のみで, スペクトルはわからない. 不感時間が長いので, 低い計数率でのみ使用が可能である.

7.7 透過法

エネルギー分解能を持たないX線検出器の前に適当な吸収膜をおいて, その厚さを変化させてX線検出量を測定する. 積分測定であるので高い分解能は得られないが, 広いエネルギー範囲にわたり任意の計数率で計測が可能である. 透過膜には, Alがよく用いられるが, K殻励起エッジが, 1.56 keV にあり, この近くのエネルギー測定には適さない. Be (0.11 keV), C (0.28 keV) などが好都合であるが, いずれも, 厚さの異なる薄膜は入手しにくい. 数 100 eV の領域では, He ガスを吸収材に使うことも可能である.

7.8 多分割電極電離箱によるX線測定

最後に, 現在開発中の, 多分割電極を持つ電離箱によるX線スペクトルの測定について紹介する. 透過法と電離箱を組み合わせたもので, その構造を Fig. 6 に示す.

入射X線光子は, ガスと衝突するとき, エネルギーが, 1-10 keV では, ほとんどが光電反応である. その断面積は, エネルギーが高くなるにしたがって減少するので, 光電反応によって作られる電子は, 低エネルギーでは, 入り口近くに, 高エネルギーでは, 少なく広く分布する. 多分割された各電極への電離電流を測定することにより, 入射X線のスペクトルを推定することができる. ここで

Table 2 The characteristics of typical semiconductor X-ray detectors.

Type	Energy Range	Resolution	Remarks
SBD	1 keV-30keV	10keV for β 3(at6.4)keVfor X	α 、 β 、fission fragment 用
Si/p-i-n with cooler	1 keV-30 keV	0.25(at5.9)keV 0.28(at14.4)keV	Amptek XR100T
Cd-Zn-Te with cooler	10keV-500keV	0.9(at59.5)keV 6.0(at662)keV	Amptek XR100CZT
Hg-I ₂	low		
Si(Li)	2-50 keV	0.2(at5.9)keV	chilled always
pure Ge	2-500 keV	0.2(at5.9)keV 0.5(at122)keV	chilled when used
pure Ge	50k-10MeV	1.0(at122)keV 2.0(at1330)keV	

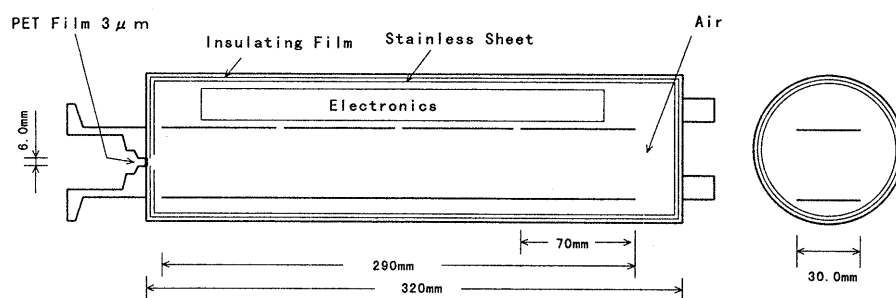


Fig. 6 An ionization chamber with divided charge collectors.

起こる過程を少し詳しく検討する。入射 X 線 (1 keV とする) は、ガス (N_2 とする) 中で光電反応を起こしてほとんど 1 keV の電子を生成する。7. (C) で述べたように、1–10 keV の光子の波長は $\lambda = 10^{-1} \text{ \AA}$ であり、電子のコンプトン波長 $= 0.024 \text{ \AA}$ に比べて十分に長いので、個々の電子とのエネルギーのやり取りは無視でき、入射された 1 個の光子は、1 回の反応でそのエネルギーを、電離エネルギーを除き、すべて電子に移す。こうして形成された高速電子は、 N_2 と弾性散乱と励起・電離を起こしながら、そのエネルギーを失う。 $N_2 + e \rightarrow N_2^+ + 2e$ の電離断面積は、 $1 \sim 2.5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ ($E = 100 \sim 1 \text{ keV}$) であり、1 気圧の N_2 中の mfp は $4 \mu\text{m}$ と短い。弾性衝突の断面積は、電離断面積の 10 倍程度であるが、1 回の弾性衝突によって失うエネルギーは高々 ($\sim 2m/M$) であるので、高速電子のエネルギーはすべて電離と励起によって消費されるとしてよい。電離と励起を含めて 1 回の電離あたりに消費されるエネルギーは、 W として実験的に求められている [17]。 N_2 に対して $W = 348 \text{ eV}$ であるので、上記の高速電子によって、約 28 組のイオン-電子が形成される。これらの電荷は、電極によって集められる。1 atm の N_2 中で 3 cm の間隔に 300 V の電圧を印加するものとするれば (10^4 V/m/atm)、電子のドリフト速度は、 $1.5 \times 10^6 \text{ cm/sec}$ [17] となり、電子は $1 \mu\text{sec}$ 程度の時間で集められる。一方この間の電場に垂直な方向への拡散による広がり、電子のエネルギーを 1 eV と高く見積もり、散乱断面積を、 10^{-15} cm^2 としても、拡散係数は、 $D = 8 \times 10^2 \text{ cm}^2/\text{sec}$ 程度であり、 $1 \mu\text{sec}$ の間の広がり、 $8 \times 10^{-4} \text{ cm}^2 = (0.3 \text{ mm})^2$ 程度であって、光電反応によって高速電子が生成された点から遠く拡散することはなく、対応する分割電極にそのまま電離電流を流す。分割電極間に交差して流れる電流は、無視できる。Fig. 6 に示した電離箱に、加速電圧 10 kV の電子ビームを銅ターゲットに当てて生成された X 線を入射した時に、各電極に流れ込む電離電流から、元の入射 X 線を算

Discharge Voltage = 5 kV, Discharge Current = 10 mA

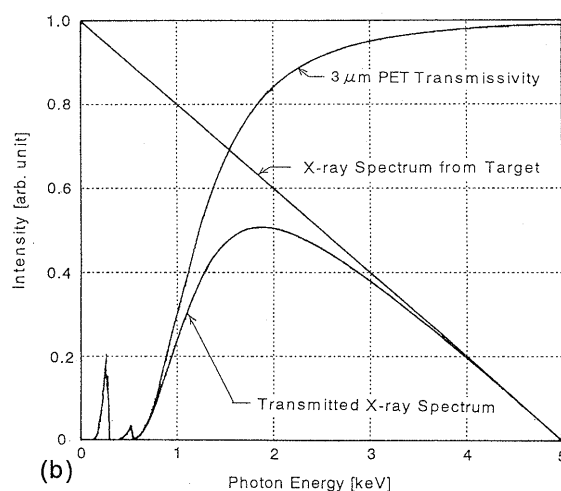
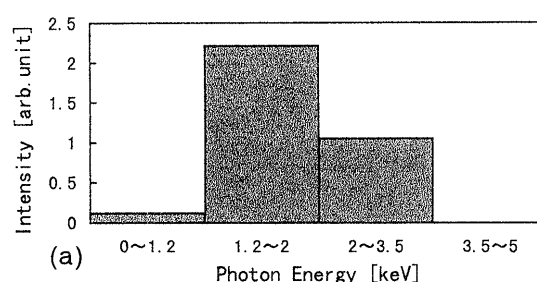


Fig. 7 (a) The energy spectrum obtained from the currents in the divided charge collectors. (b) The expected spectrum from a thick target bombarded by 10 keV electrons and the spectrum expected after passing through 3 micron Polyester film.

出して求めた X 線スペクトルを Fig. 7 (a) に示す。同 (b) は、予想される厚いターゲットからの放射 X 線のスペクトル、 $(\nu - \nu_0)$ 分布に、入射窓のポリエステル膜 $3 \mu\text{m}$ の吸収を考慮したスペクトルを示す。両者はよい一致を示している。

8. おわりに

keV 領域の X 線の発生と計測を、タイトルに掲げながら、特性 X 線に関して、まったく触れなかったこと、レーザー爆縮 X 線源についても不勉強のままと、大変片手落ちな報告といわざるを得ません。コンパクトな、X 線源を開発したいと、Z-ピンチプラズマから始めた研究でしたが、優れた先達に太刀打ちできるはずもなく、もう一度古典的ビームターゲットに逃げ込みました。いくつかの工夫をしようとしながら、まだ、出口が見つかりません。その間に考えたことを、書かせていただいたのが実情で、抜け穴だらけの報告です。諸先輩からのご指摘をぜひ頂いて、さらに勉強をしたいと考えています。

謝辞

一連の実験を進めてくれた、大学院生、佐藤健一君、谷中鉄典君、同僚の松尾広伸君の協力に感謝します。

参考文献

- [1] 高良和武, 菊田惺志: X線回析技術 (東京大学出版会, 物理学実験 10, 1979).
- [2] 日本物理学会編: シンクロトロン放射 (培風館 1986).
- [3] Jian Du *et al.*, J. Phys. Soc. Jpn. **64**, 4185 (1995).
- [4] K. Takasugi *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **35**, 4051 (1996).
- [5] I. Okada *et al.*, J. Vac. Sci. Technol. **B4**, 243 (1986).
- [6] ニチコン (株): X線リソグラフィ研究用プラズマ X 線源, NXP-6, 技術資料 KT-116 (1989); 吉本 宏: 精密工学会誌 **2**, 285 (1989).
- [7] 宮本健郎: 核融合のためのプラズマ物理 (岩波書店 1987) p.427.
- [8] S. M. Seltzer and M. J. Berger, Atomic Data and Nuclear Data Table **35**, 345 (1986).
- [9] N. A. Dyson, *X-rays in Atomic and Nuclear Physics*, (2nd ed., Cambridge University Press, 1990).
- [10] K. B. Persson, J. Appl. Phys. **36**, 3086 (1965).
- [11] H. M. Musal Jr., J. Appl. Phys., **37**, 1935 (1966).
- [12] 大宅 薫他: 核融合研究 **65**, 672 (1991).
- [13] Jorgen Schou, Scanning Microscopy, **2**, 607 (1988).
- [14] 山下広順 他: レーザー研究 **25**, 362 (1997).
- [15] W. E. Drummond and J. L. Moll, J. Appl. Phys. **42**, 5556 (1971).
- [16] 長 照二他: プラズマ・核融合学会誌 **71**, 62 (1995).
- [17] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement* (2nd ed. John Wiley & Son Inc., 1989).