

JAERI-M

6 6 9 4

高温プラズマ軟X線計測用Ge (I) 検出器の特性

1976年9月

熊谷 勝昭・的場 徹・船橋 昭昌・河上 知秀

日本原子力研究所  
Japan Atomic Energy Research Institute

この報告書は、日本原子力研究所が JAERI-M レポートとして、不定期に刊行している研究報告書です。入手、複製などのお問合せは、日本原子力研究所技術情報部（茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。

JAERI-M reports, issued irregularly, describe the results of research works carried out in JAERI. Inquiries about the availability of reports and their reproduction should be addressed to Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken, Japan.

## 高温プラズマ軟X線計測用Ge (I) 検出器の特性

日本原子力研究所東海研究所核融合研究部  
熊谷勝昭・的場 徹<sup>+</sup>・船橋昭昌・河上知秀

(1976年8月6日受理)

高温トカマクプラズマ軟X線スペクトルの計測用に有利なGe (I) 検出器の特性を放射性同位元素とJFT-2aのプラズマからの軟X線を使って測定し、理論値と比較検討した。この解析の結果、Ge (I) 検出器が、今までこの分野で使われているSi (Li) 検出器と比較して、(i)高エネルギー領域で検出効率が高い、(ii)測定可能エネルギー範囲が幅広い、即連続X線スペクトルの測定に問題となるコンプトン散乱スペクトルの影響が少ない等の利点が明確になった。また、Ge (I) 検出器の半導体不感層の厚さが約0.06μ程度であり、最低検出エネルギーレベルをSi (Li) 検出器と同程度にすることが可能であることが分った。この結果、高温プラズマ軟X線計測におけるGe (I) 検出器の有用性があきらかになった。

<sup>+</sup>) 日本原子力研究所東海研究所大型トカマク開発部

Characteristics of an Intrinsic Germanium Detector for Measurement  
of Soft X-rays from High-Temperature Plasmas.

Katsuaki KUMAGAI, Tohru MATOBA,<sup>+</sup> Akimasa FUNAHASHI  
and Tomohide KAWAKAMI

Division of Thermonuclear Fusion Research, Tokai, JAERI

(Received August 6, 1976)

An intrinsic germanium (Ge(I)) detector has been prepared for measurement of soft X-ray spectra from high-temperature tokamak plasmas. Its characteristics of photo-peak efficiency, escape-peak and Compton scattering were calibrated with standard radioisotopes and soft X-rays from the JFT-2a plasma, and compared with those of a lithium-drifted silicon (Si(Li)) detector. Features of the Ge(I) detector are as follows:

(i) high detection efficiency in the high energy range, (ii) wide energy range for measurement of soft X-ray spectra, and (iii) low Compton scattering effect in measurement of continuous spectra. Its dead-layer depth is about  $0.06 \mu\text{m}$ , and the minimum detectable energies in the Ge(I) detector are similar to those in the Si(Li) detector. The Ge(I) detector is effective for measuring soft X-ray spectra from high-temperature tokamak plasmas.

---

<sup>+</sup> Division of Large Tokamak Development, Tokai, JAERI

## 目 次

1. 序 言 .....	1
2. 較正実験の目的 .....	4
3. 較正実験の方法 .....	6
4. 較正実験の結果 .....	10
5. 検 討 .....	22
5.1 検出器入射部でのX線の減衰 .....	22
5.2 光電吸収効率 .....	26
5.3 エスケープピーク .....	29
5.4 コンプトン散乱スペクトルの形状 .....	31
5.5 エネルギー分解能 .....	38
6. 結 論 .....	39
謝 辞 .....	43
参考文献 .....	44

## 1 序 言

高温プラズマは、一般的に言って、非常に幅広いエネルギー（あるいは波長）領域にわたる電磁波の放射源である。これら電磁波の放射は、発生過程に応じて、(a) 電子-正イオン間のクーロン衝突による制動放射、(b) 電子-正イオン間の放射再結合放射、(c) 動作気体（水素、重水素、ヘリウム等）および不純物原子あるいはイオンからの線スペクトルの放射、(d) 電界加速により生じた逃走電子に基づく放射、および(e) 磁場中電子のサイクロトロン運動によるサイクロトロン放射に大別される。エネルギー域で言うと、上記(e)項のミリ波～サブミリ波帯から(d)項の数MeV以上の硬X線にまで及んでいる。

いま電子温度数100eV以上のトカマク高温プラズマを測定対象とした時、軟X線域(1keV～数100keV)の測定から次のような重要な情報を得ることができる。

- (1) 制動放射連続スペクトルの解析により、電子温度  $T_e$ 。
- (2) 水素プラズマで、観測された制動放射強度が電子-プロント間での制動放射の何倍かを決定することにより、プラズマの実効荷電数  $Z_{eff}$  の最大値  $\eta$ 。<sup>(\*)1)</sup>
- (3) 線スペクトル(螢光X線)のエネルギーと強度より重金属不純物の種類および量。
- (4) 電子が非マックスウェル分布である時、逃走電子量。

軟X線域における計測器としては、通常プラスチックおよびNaI(Tl)シンチレーションカウンター、ガスフロー型比例計数管、回析格子分光器、結晶分光器および半導体検出器が使用されている。上記(1)～(4)項の測定にはエネルギー分解能が高いこと、光電吸収効率が高いこと、測定エネルギー範囲が広いことなどが要求される。さらにプラズマの発生時間が短い(例えばJFT-2で約0.2秒<sup>1)</sup>、JFT-2aで約0.04秒<sup>2)</sup>)ため、短時間の計測でデータが出せること(計数率を高くとれること)が必要である。まずプラスチックスシンチレーションカウンターはエネルギー分解能が悪いが、発光の減衰時定数が非常に短かく、高計数率で測定が可能なため、吸収膜法によるプラズマのX線エネルギーの測定<sup>3)</sup>などに使われている。次にNaI(Tl)シンチレーションカウンターはエネルギー分解能が悪く、発光の減衰時定数が長いなどの欠点があるが、高エネルギー領域(~数MeV)においても他と比較して、光電吸収効率が高いため逃走電子の測定<sup>4)</sup>に用いることができる。一方、ガスフロー型比例計数管は数keV以上のエネルギー領域では光電吸収率がかなり低下すること、またパルスの時間分解能、エネルギー分解能も充分でないため高温プラズマ計測ではあまり使われていない。回析格子分光器あるいは結晶分光器は、いわゆる斜入射域～超軟X線域(100eV～10keV)で特に(3)項あるいは重金属スペクトル線幅測定などに最適であり、非常に有用なデータを与える<sup>5)(6)</sup>(特に最近、斜入射域真空紫外線分光器の超軟X線域計測のための拡張開発が進んでいる)<sup>7)</sup>が、高エネルギー領域では限界がある。最後に半導体検出器はエネルギー分解能では上記分光器には及ばないが最近の技術進歩により半値巾で150～160eV(5.9keVにおいて)の製品が市販されている。また適用エネルギー範囲も、ゲルマニウム検出器では本報告書で言及するように軟X線域をほぼカバーしていて、これらの測定に適している。半導体検出器にはリチウムドリフト型シリコン(以後Si(Li)と

\*1 このようにして、決定された $\eta$ の値は原子-不純物間の再結合放射の寄与のため  $Z_{eff}$  より大きくなる。

記す) 検出器, リチウムドリフト型ゲルマニウム(以後Ge(Li)と記す) 検出器, 真性ゲルマニウム(以後Ge(I)と記す) 検出器, また開発中のものにガリウムーヒ素(GaAs) 検出器がある。<sup>8)</sup> Si(Li) 検出器を使った軟X線スペクトルの計測は米国STトカマク<sup>9)</sup>を始めとして, 現在各国のトカマク実験装置で行なわれるようになった。原研でもJFT-2でプラズマの電子温度測定などすでに稼動している。<sup>10)</sup> しかしながらSi(Li) 検出器は数10 keV以上では光電吸収効率が低いので, このエネルギー以上のX線の測定には適していない。

トカマクプラズマの温度は研究の発展と共に上昇し, 例えはつい最近のPLTトカマクでは, 電子温度で2~3 keVなる値が観測されたと言われている。また原研で設計を進めている臨界プラズマ試験装置(JT-60)ではプラズマ温度の目標値を10 keV<sup>11)</sup>(約1億度)としている。10 keV程度の電子温度の値を決定するには, 200 keV程度まで制動放射軟X線スペクトルの測定を行なわなければならない。また金属不純物について言えば, 例えはJFT-2aでは金をリミッタやプラズマを囲むシェルの内面に使っている<sup>2)</sup>ため, プラズマ中に不純物として金が存在し得る。この金のK殻の螢光X線を測定しようとすれば80 keV以上まで測定する必要がある。また一般的にトカマクプラズマ発生装置のリミッタ材としてモリブデンやタンクスチタンが使われており, プラズマ-器壁相互作用により, これらの素材がプラズマ中に混入する。従ってプラズマ中の金属不純物を軟X線領域において測定することが, 分光学的方法での測定と共に必要とされる。さらに逃走電子の発生の過程やその挙動の測定, 電子の速度分布のマックスウェル分布からのずれの程度の測定等, 数10 keV以上の高エネルギースペクトルのX線の計測は極めて重要な課題となっている。この報告書では, このような立場を踏まえて高エネルギー軟X線計測に有利なGe半導体検出器の特性を明らかにすることを目的としている。

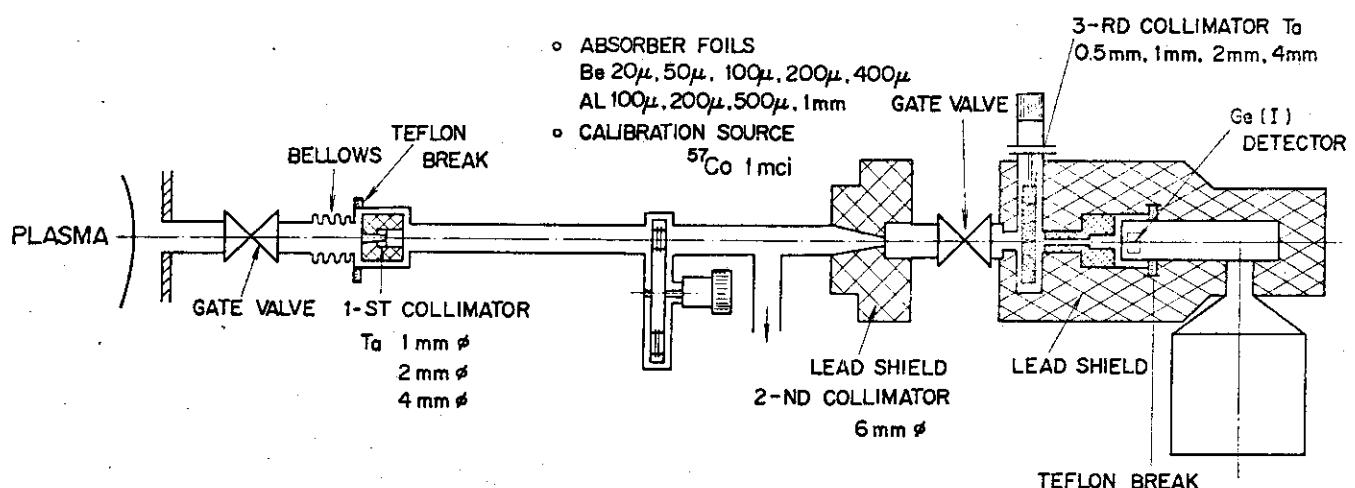
Geを使った半導体検出器は高エネルギー領域でのX線の検出に有利な反面, (i) 従来の製作実績では検出器の半導体不感層が厚く, 最低検出エネルギーレベルが高いこと, (ii) 11.1 keVのK吸収端部で検出効率が大きく低下する(例えは50%以下<sup>12)</sup>)こと, エスケープピークを生じ易い<sup>17)</sup>ことなどの欠点があるためか, 現在までのところ高温プラズマ計測の分野ではほとんど使用されていない。しかしながら最近のGeの半導体検出器の製作技術の進歩により上述された欠点がかなり改良され, プラズマ計測用に充分な性能を持った良質な検出器が得られるようになった。そこで当研究部においては, 昭和50年度にGe(I) 検出器を使った軟X線測定装置<sup>13)</sup>を製作した。この装置の概略図を第1図に示す。この装置に用いたGe(I) 検出器は米国ORTEC社製であり, 第1表に主要仕様を示す。

Ge(I) 検出器をプラズマ計測に用いるにあたっては, 今まで指摘されてきた欠点の改善を確認する意味もあって, この検出器の特性を調べておく必要がある。高温プラズマ軟X線スペクトルの測定上, 特に重要であると考えられる検出器の特性としては以下の項目が挙げられる。

- ① 検出器の入射窓, 表面障壁用電極層, および半導体不感層での入射線の吸収, 散乱による減衰。
- ② 光電吸収効率。
- ③ エスケープピーク。
- ④ コンプトン散乱スペクトルの形状。
- ⑤ エネルギー分解能。

本報告書では標準線源およびプラズマからのX線を使って, Ge(I) 検出器の較正実験をした結果

を報告する。まず第2章において上述した各項目①～⑤に関連して、実験目的と第3章で較正実験の方法について述べ、第4章で実験結果を示す。第5章で上述した各項目について、理論と実験結果を比較、検討する。そして第6章で結論としてこのGe(I)検出器の総合的検出効率（軟X線スペクトル解析用較正值）を示し、高温プラズマの軟X線スペクトル測定での使用可能範囲を明確にする。またSi(Li)検出器と比し、その有用性についても述べる。



第1図 軟X線測定装置の概略構成図

第1表 高温プラズマ軟X線計測用Ge(I)検出器の主要仕様

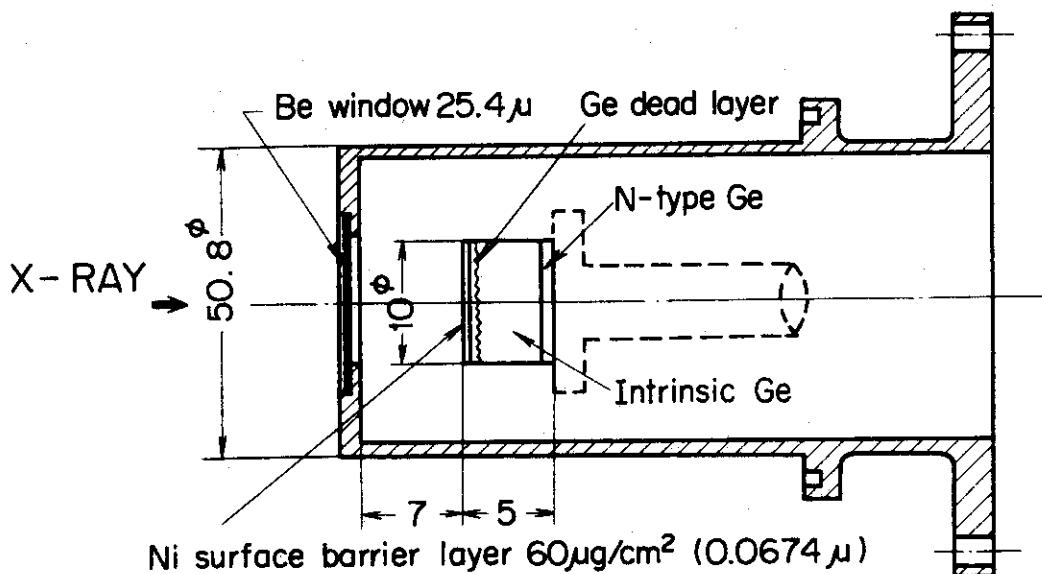
検出器の種類	低エネルギー用Ge(I)検出器 ORTEC-1000
結晶寸法	10 mm $\phi$ $\times$ 5 mm t
検出器入射窓	ベリリウム窓 1 mil (25.4 $\mu$ ) $\pm$ 10%
表面障壁層	ニッケル蒸着膜 6.0 $\mu$ g/cm <sup>2</sup> (0.0674 $\mu$ ) $\pm$ 5%
半導体不感層	データなし
バイアス電圧	-500 V
エネルギー分解能 (FWHM)	250 eV (223 eV*) at 5.9 keV 575 eV (511 eV*) at 122 keV
プリアンプ型式	ORTEC-117B
特記時項	真空フランジ付

\* 出荷時 ORTEC 社での実測値

## 2 較正実験の目的

### (1) 検出器入射部でのX線の減衰補正および最低検出エネルギーレベルの評価

Ge (I) 検出器の内部概略図を第2図に示す。X線はGeの真性半導体領域(ここでX線(光子)は電気信号に変換される)に達するまでに検出器の窓(ベリリウム箔、厚さ $25.4\mu$ )と表面障壁層(ニッケル蒸着膜、厚さ $0.067\mu$ )および真性半導体層と表面障壁層間に存在する半導体不感層(仕様上の厚さ不明)によって吸収または散乱されて減衰する。この減衰効果がエレクトロニクス系のノイズレベルと共に、使用検出器の検出できるX線の最低エネルギーレベルを決める要素になっている。また、低エネルギー部ではこの減衰効果が大きいので、吸収物体の厚さの誤差の影響を受けやすい。従って各吸収物質の厚さを精度良く知る(特に半導体不感層)か、あるいは、X線の減衰効果を予め、実測しておく必要がある。



第2図 Ge (I) 検出器の内部概略図

### (2) 光電吸収効率

光電吸収効率は入射光子の完全吸収により、スペクトル上で光電ピークとして得られる効率を言い、X線スペクトル測定で必要な、最も基本的な較正項目である。低エネルギー側では検出器の真性半導体領域で充分入射光子を光電効果で阻止できるため、ほぼ一定であるが、高エネルギー側では光子が真性半導体領域を通過してしまったり、コンプトン散乱により光子がエネルギーの一部を検出器に与えるのみで外へ逃げてしまうことが多いため、入射光子のエネルギーが高くなるほど光電吸収効率は低下する。この光電吸収効率を実測することを目的とする。結晶の厚さ5mm程度のGe (I) 検出器で光電吸収効率が低下するのは60keV以上であるが、このエネルギー領域は標準 $\gamma$ 線源が利用できるため、光電吸収効率の実測は比較的容易である。

### (3) エスケープピークの補正

Geの検出器では11.1keV以上(特にその近傍)のエネルギー部において、入射した光子のエネルギーからGeの $K_{\alpha}$ 、 $K_{\beta}$ 線のエネルギーを差し引いたエネルギー位置にピークが生じる。これは

入射光子により励起されたGeのK殻の螢光X線が一部、検出器外へ逃げるために生じるものであるものであり、エスケープピークと呼ばれる。エスケープピークの発生は問題点として光電吸収効率の低下のみでなく、X線スペクトル測定上で高エネルギー側の影響が低エネルギー側へ出るため、都合の悪い現象である。しかし、その発生の割合を前もって調べておけばこれを補正することができるこことを証明することを目的とする。

#### (4) コンプトン散乱スペクトルの補正

入射光子のエネルギーが高くなると、光電ピークの他に、コンプトン散乱効果に起因する連続スペクトル部が低エネルギー側に生じるようになる。この連続スペクトル部は特に制動放射X線のような連続X線の測定において大きな問題になる。しかし、この効果もそのスペクトルの形状の特性を調べておくことにより補正することができることを示す。

#### (5) エネルギー分解能

エネルギー分解能を決める要素は検出器自身で決まるもの（ダイオード特性と静電容量、検出器の形状、結晶内部欠陥等）とエレクトロニクス系（プリアンプ初段FETの性能、パルス成形の時定数等に依存する）のノイズに関するものがある。実際の高温プラズマの軟X線スペクトル測定では高計数率化のために、パルス成形の時定数を短くし、エネルギー分解能を犠牲にせざるを得ないことが多い。しかしながら、測定系全体でのエネルギー分解能を最良とするために検出器はできる限り、エネルギー分解能の良いものが望まれる。

以上の記述から④Ge(I) 検出器で測定可能なエネルギー領域を知ること、⑤補正の必要な項目についてはその較正值を決定し、X線スペクトルの測定に必要な効率係数を決定する。更に⑥高温プラズマ軟X線の測定におけるGe半導体検出器の有用性と問題点を明確にするのがこの実験の目的である。

### 3 較正実験の方法

実験は、測定するエネルギー領域別に分けて、以下に示すような、(1) 8 keV以下の領域、(2) 8 keV～60 keVの領域、(3) 60 keV以上の領域の3つに分けて行った。

#### (1) 8 keV以下の領域

この領域は現在のところ較正用X線源を用意していないので、便宜的に、実際のプラズマからの制動放射X線を使用して特性を調べた。プラズマとしてはJFT-2aを使用したが、電子温度は最高約200 eVであり、<sup>2c)</sup> このプラズマから数keVまでの連続したX線を得ることができる。これによりゲルマニウムのL吸収端部前後でのX線透過率の差から第5章で言及するような理由によって、不感層の厚さを測定することができる。しかし、このX線源は較正用線源としては強度が不明であり、入射窓等の透過率は実測できない。第3図にJFT-2aに取付けたGe(I)軟X線装置<sup>13)</sup>の写真を示す。

#### (2) 8 keVから60 keVまでの領域

測定は第4図に示すように、同一中心線上に検出器と鉛のコリメータ（厚さ12 mm）およびX線源を配置し、X線が直径3.0 mm  $\phi$  のビーム状で検出器中心に入射するようにして行った。このX線源は英国The Radiochemical Centre社の「Variable energy X-ray source」で、励起源として10 mCiの<sup>241</sup>Amを使っており、銅、ルビジウム、モリブデン、銀、バリウム、テルビウムのK殻からの螢光X線が放射される。第2表にこのX線源の仕様を示す。この領域での主な測定項目は検出器入射部での透過率と、エスケープピークの発生量の測定である。

#### (3) 60 keV以上の領域

測定は第5図に示すよう8 keVから60 keVまでの領域のものとほぼ同じ配置で行った。但し、コリメータは(2)のX線源を使った実験と比べ厚いもの（厚さ50 mm）を使用している。使用した線源は英国The Radiochemical Centre社の標準 $\gamma$ 線源セット（<sup>241</sup>Am, <sup>133</sup>Ba, <sup>137</sup>Cs, <sup>60</sup>Co, <sup>22</sup>Na, <sup>54</sup>Mn, <sup>203</sup>Hg, <sup>57</sup>Co）である。第3表にこの $\gamma$ 線源の仕様を示す。この領域での主な測定項目は光电吸收効率とコンプトン散乱による連続スペクトル部の測定である。

上記各エネルギー域での測定はGe(I)検出器の較正が目的であるが、(1)項を除き、比較のためSi(Li)検出器（米国CANBERRA社製、結晶寸法6 mm  $\phi$  × 3 mm t）についてもGe(I)検出器と同位置において測定を行った。なお「Variable energy X-ray source」のX線放出強度の較正值を求めるのにこのSi(Li)検出器による測定値を使っている。

較正実験に使用した電子回路系は以下の通りである。(1)項の測定ではパルス成形アンプに高計数率測定用のORTEC 739A「Amplifier/Pileup Rejector」を使い、パルス波高分析器として当研究部のデータ処理装置<sup>14)</sup>のX線測定部（メモリー512 ch, ADC 100 MHz × 2）を使用した。(2)項と(3)項はパルス成形アンプにORTEC 452「Spectroscopy Amplifier」(Ge(I)検出器用)またはCANBERRA 1713「X-Ray Spectroscopy Amplifier」(Si(Li)検出器用)を使い、パルス波高分析器にYHPの416B型（メモリー1024 ch, ADC 200 MHz）を使用した。

第2表 「Variable energy X-ray source」の仕様

Si(Li)検出器で測定した値は仕様値より4%~20%多めである。仕様値の精度が不明であり、低エネルギーのX線はターゲット材表面の状態の影響を受け易いことがこの差の原因と思われる。

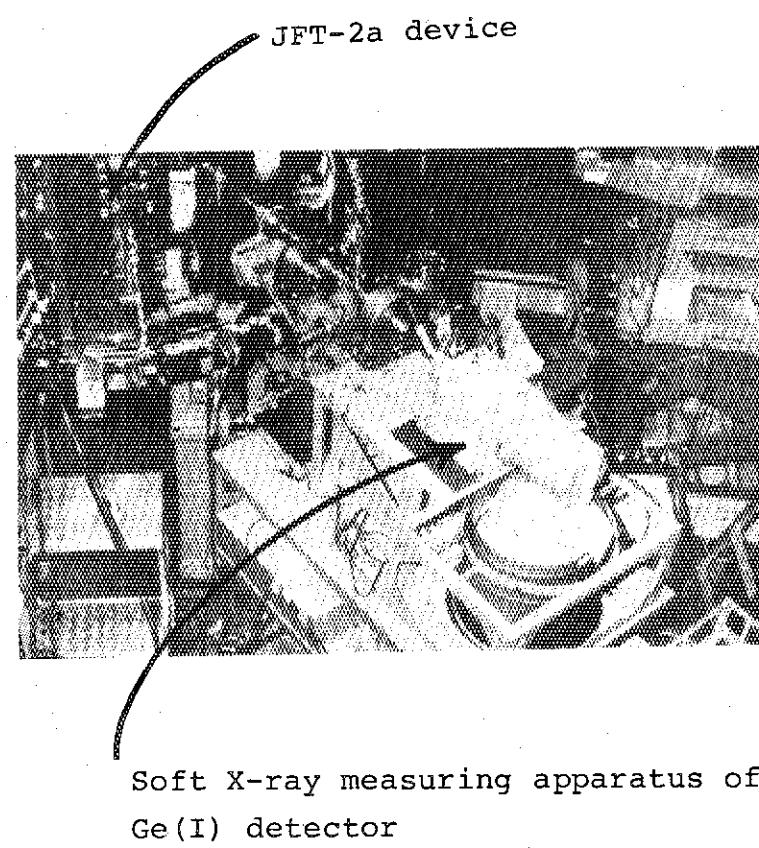
ターゲット材	エネルギー(keV)*		光子放射率(photons/sec steradian)	
	K <sub>α</sub>	K <sub>β</sub>	仕様上の値	Si(Li)検出器による実測値
Cu	8.04	8.91	2,500	2,607
Rb	13.37	14.97	8,800	10,880
Mo	17.44	19.63	24,000	25,619
Ag	22.10	24.99	38,000	44,090
Ba	32.06	36.55	46,000	56,483
Tb	44.23	50.65	76,000	80,271

\* 平均エネルギー

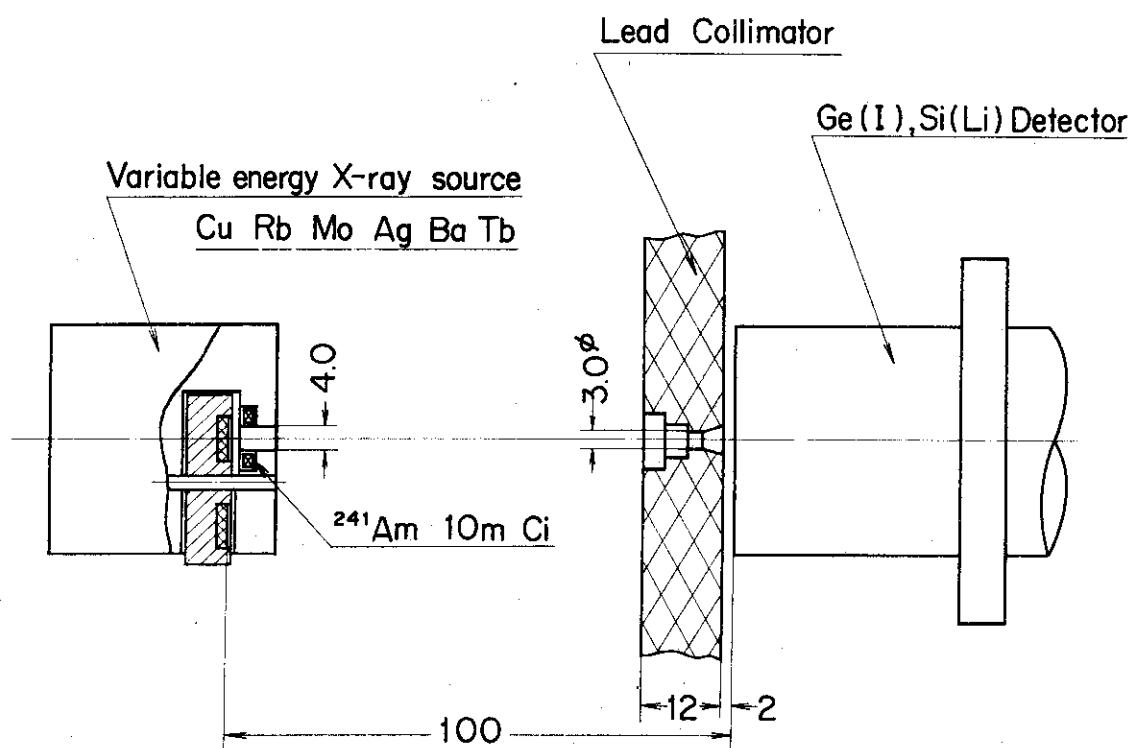
第3表 標準γ線源セットの仕様

核種	線源の強さ(* $\mu$ Ci)	誤差(%)	半減期
<sup>241</sup> Am	11.44	1.7	433 y
<sup>133</sup> Ba	10.25	1.6	10.8 y
<sup>137</sup> Cs	11.32	1.3	30.1 y
<sup>60</sup> Co	12.37	0.7	5.27 y
<sup>88</sup> Y	11.04	1.7	106.6 d
<sup>22</sup> Na	10.74	1.3	2.60 y
<sup>54</sup> Mn	11.31	1.3	312.5 d
<sup>203</sup> Hg	22.32	1.0	46.6 d
<sup>57</sup> Co	10.53	1.5	270.5 d

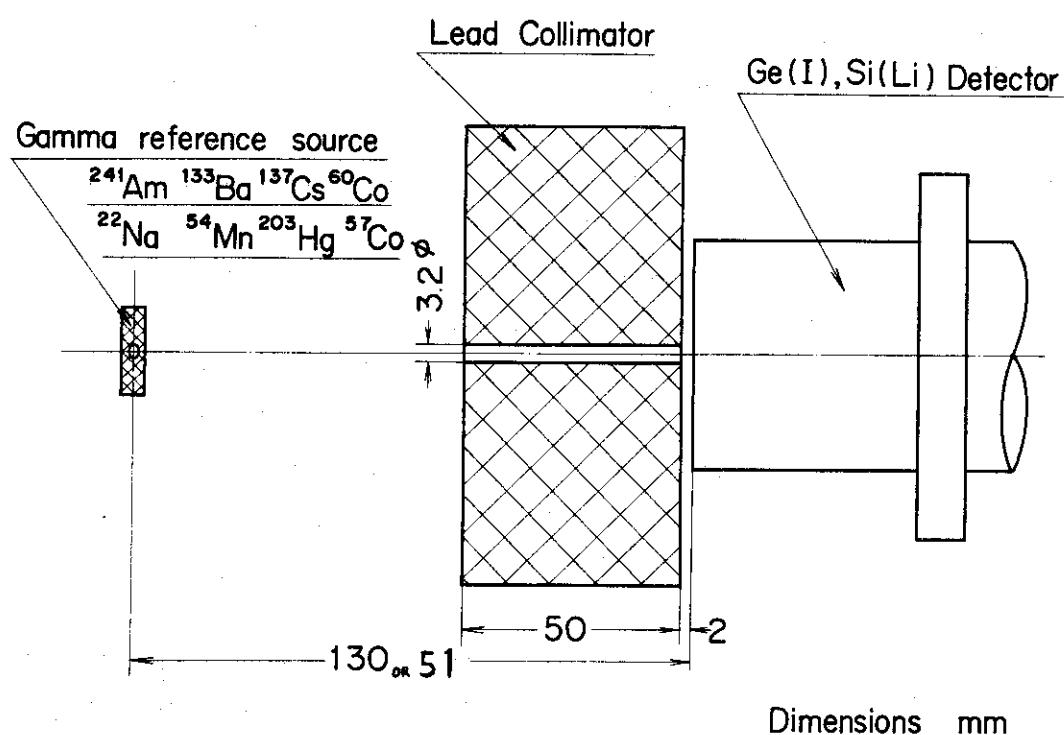
\* 1975年6月1日における測定値



第3図 JFT-2aにおける軟X線測定装置



第4図 8 keVから60 keVまでのGe (I)検出器の特性測定実験における「Variable energy X-ray source」と検出器との配置図



第5図 60 keV以上でのGe (I)検出器の特性測定実験における線源と検出器の配置図

## 4 較正実験の結果

8 keVから60 keVまでの領域における「Variable energy X-ray source」を使った測定での代表的なX線スペクトルを第6図、第7図、第8図に示す。第6図および第7図は銀のK線をGe(I)検出器およびSi(Li)検出器で測定したものである。更に第8図は銅のK線をGe(I)検出器で測定したものである。第6図においては銀のK<sub>α</sub>、K<sub>β</sub>線の光電ピークの他に、これらK線のエネルギーからGeのK<sub>α</sub>線(9.87 keV)およびK<sub>β</sub>線(11.0 keV)のエネルギーをそれぞれ差引いたエネルギーの値に相当するところに、エスケープピークが観測されている。これに対して第7図のSi(Li)検出器で測定したものではエスケープピークは無い。また銅のK線はGeの光電効果のK吸収端よりエネルギーが低いため、第8図に示すようにGe(I)検出器で測定してもエスケープピークは観測されていない。第4表に各種K線についての光電ピークおよびエスケープピークの強度(ピーク部の計数率)の比率を示す。同表中で元素とはK線の放出源である元素名である。またピーク名の欄でK<sub>β</sub>、K<sub>α</sub>とあるのはその光電ピークを示し、K<sub>β-α</sub>、K<sub>β-β</sub>と記されているものはK<sub>β</sub>線のエスケープピークでGeのK<sub>α</sub>線またはK<sub>β</sub>線の逃げに起因するものを示している。またK<sub>α</sub>線についても同じである。次いで第5表に検出器への入射率に対する検出計数率の比を示す。ここで検出計数率とは光電ピークとエスケープピークの合計の値である。この実験のエネルギー範囲(8 keV～60 keV)では、5 mm厚さのGeは入射したX線の99.5%以上を阻止できるので、この表の比は検出器入射部でのX線の透過率を意味する。同表の入射率を決めるのに必要な「Variable energy X-ray source」のX線放射強度はSi(Li)検出器で測定したが、この測定値は第3章(1)の第2表中にすでに示してある。

次にGe(I)検出器を軟X線測定装置に組み込み、JFT-2aの高温プラズマからの制動放射X線の測定を行った結果について述べる。測定は6回行い、第9図に測定した代表的な軟X線スペクトルの例を示す。このスペクトルで1.3 keV附近の位置に生じた不連続部はGeのL吸収端(L<sub>III</sub>: 1.217 keV, L<sub>II</sub>: 1.247 keV, L<sub>I</sub>: 1.413 keV)により生じたものである。第6表に各測定でのL吸収端前後におけるスペクトル上の段差の比を示す。この6ケースの実験結果から、段差の比の平均値が1.31±0.10であることが分かる。

次いて、60 keV以上のエネルギー領域について、標準 $\gamma$ 線源を使って測定した結果について示す。第10図、第11図、第12図に代表的なスペクトルを示す。第10図は<sup>57</sup>Coの $\gamma$ 線(122.1 keV, 136.4 keV)をGe(I)検出器で測定したスペクトルである。これからGe(I)検出器ではこの程度のエネルギーではコンプトン散乱による連続スペクトル部の影響がかなり少ないと分かる。第11図、第12図はそれよりさらにエネルギーが高い<sup>203</sup>Hg(279.2 keV)と<sup>137</sup>Cs(661.6 keV)のスペクトルを示す。このような高エネルギー領域では当然コンプトン散乱による連続スペクトル部は無視できない。第7表に線源とコリメータエッジ間の距離が51 mmと13 mmの2つの測定条件における光電吸収効率の測定結果を示す。60 keV以上のエネルギー領域では検出器入射部での光子( $\gamma$ 線)の減衰はほとんど無視できるので、ここでは検出器への光子の入射率(photon/sec)に対する光電ピークの計数率(counts/sec)の比を光電吸収効率としている。光子の入射率は線源の放射強度および線源・コリメータエッジ間の距離とコリメータ内径で決まる立体角により算出した。

但し、<sup>137</sup>Cs および <sup>54</sup>Mn については、光子エネルギーが高いためコリメータエッジ部の透過が無視できずこの効果を考慮した。また同表には光子入射率に対する光電ピーク部の他にコンプトン散乱分も含む総計数率（但し、当然ながら、スペクトル上に現われているシールドや線源から副次的に生じるX線の寄与分は含まない）の割合も示してある。総計数率と光子入射率の比をここでは計数効率と呼ぶことにする。この計数効率はパルスのエネルギー分解能を問わない計測に用いられる。

最後にエネルギー分解能の測定結果について述べる。第8表に測定で得た半値全幅（FWHM）を示す。この測定値はエレクトロニクス系のノイズを最少とするため、パルス成形の時定数を  $6 \mu\text{sec}$  にし、またパイルアップをさけるため計数率を 1 kcps 以下にして得た値である。

第4表 Ge (I) 検出器の同一K線におけるピーク強度の比率の測定値

表中の元素とはK線の放出源の元素名、ピーク名の欄で  $K_\beta$  とあるのは  $K_\beta$  線の光電ピークを示し、  $K_{\beta-\alpha}$ ,  $K_{\beta-\beta}$  と表わされているものは  $K_\beta$  線のエスケープピークで、 Ge の  $K_\alpha$  線または  $K_\beta$  線の逃げに起因するものを示す。これはまた  $K_\alpha$  線についても同じである。

元素	ピークエネルギー (keV)	ピーク名	ピークの強度 (cps)	同一K線によるピーク強度の合計 (cps)	同一K線におけるピークの強度の比率 (%)
Cu	8.95	$K_\beta$	0.2529	0.2529	100
	8.03	$K_\alpha$	1.360		
Rb	15.0	$K_\beta$	1.202	1.3652	88.05
	4.0	$K_{\beta-\beta}$	0.0282		2.07
	5.13	$K_{\beta-\alpha}$	0.135		9.89
	13.3	$K_\alpha$	5.173		86.5
	2.3	$K_{\alpha-\beta}$	0.118		1.97
	3.43	$K_{\alpha-\alpha}$	0.687		11.49
Mo	19.8	$K_\beta$	3.414	3.703	92.2
	8.8	$K_{\beta-\beta}$	0.0487		1.32
	9.93	$K_{\beta-\alpha}$	0.2401		6.48
	17.4	$K_\alpha$	13.288	14.711	90.2
	6.4	$K_{\alpha-\beta}$	0.224		1.52
	7.53	$K_{\alpha-\alpha}$	1.1987		8.15

第4表続き

元素	ピークエネルギー(keV)	ピーク名	ピークの強度(cps)	同一K線によるピーク強度の合計(cps)	同一K線におけるピークの強度の比率(%)
Ag	25.0	K <sub>β</sub>	6.001	6.326	94.8
	14.0	K <sub>β-β</sub>	0.0509		0.80
	15.13	K <sub>β-α</sub>	0.275		4.35
	22.0	K <sub>α</sub>	22.987		93.3
	11.0	K <sub>α-β</sub>	0.267		1.09
	12.13	K <sub>α-α</sub>	1.3811		5.61
Ba	37.2	K <sub>β2</sub>	1.667	1.7063	97.7
	26.2	K <sub>β2-β</sub>	0.0087		0.51
	27.33	K <sub>β2-α</sub>	0.0306		1.79
	36.4	K <sub>β1·3</sub>	6.584	6.7441	97.6
	25.4	K <sub>β1·3-β</sub>	0.0326		0.48
	26.5	K <sub>β1·3-α</sub>	0.1275		1.90
	32.0	K <sub>α</sub>	3.039	31.275	97.5
	21.0	K <sub>α-β</sub>	0.1446		0.462
	22.13	K <sub>α-α</sub>	0.741		2.37
Tb	51.7	K <sub>β2</sub>	2.475	2.50	98.9
	40.7	K <sub>β2-β</sub>	—		—
	41.8	K <sub>β2-α</sub>	0.0277		1.1
	50.4	K <sub>β1·3</sub>	9.615	9.704	99.2
	39.4	K <sub>β1·3-β</sub>	—		—
	40.53	K <sub>β1·3-α</sub>	0.0730		0.75
	44.5	K <sub>α1</sub>	28.87	29.22	98.8
	33.5	K <sub>α1-β</sub>	0.047		0.16
	34.6	K <sub>α1-α</sub>	0.3034		1.04
	43.7	K <sub>α2</sub>	15.83	15.984	99.0
	32.7	K <sub>α2-β</sub>	0.0389		0.24
	33.8	K <sub>α2-α</sub>	0.115		0.72

第5表 Ge(I)検出器のX線入射部での透過率の測定値

元素	K線名	エネルギー (keV)	検出計数率(a) (cps)	入射率(a) (photon/sec)*	入射部透過率 (a/b)
Cu	$K_{\beta}$	8.95	0.2529	0.2583	0.979
	$K_{\alpha}$	8.03	1.360	1.372	0.991
Rb	$K_{\beta}$	15.0	1.3652	1.389	0.983
	$K_{\alpha}$	13.3	5.978	6.070	0.985
Mo	$K_{\beta}$	19.8	3.703	3.707	0.999
	$K_{\alpha}$	17.4	14.711	14.800	0.994
Ag	$K_{\beta}$	25.0	6.326	6.390	0.990
	$K_{\alpha}$	22.0	24.636	24.985	0.986
Ba	$K_{\beta}2$	37.2	1.7063	1.670	1.022
	$K_{\beta}1$	36.37	6.7441	6.724	1.003
	$K_{\alpha 1,2}$	32.0	31.275	31.623	0.989
Tb	$K_{\beta}2$	51.7	2.50	2.490	1.003
	$K_{\beta}1$	50.4	9.7044	9.860	0.984
	$K_{\alpha 1,2}$	44.0	45.204	45.20	1.000

\* X線入射率はX線の放出強度とコリメータを通過する立体角により、途中の空気による減衰も考慮して、算出した。

第6表 Ge(I)検出器における1.3 keV (L吸収端) 前後でのJFT-2aプラズマ軟X線スペクトル上の段差

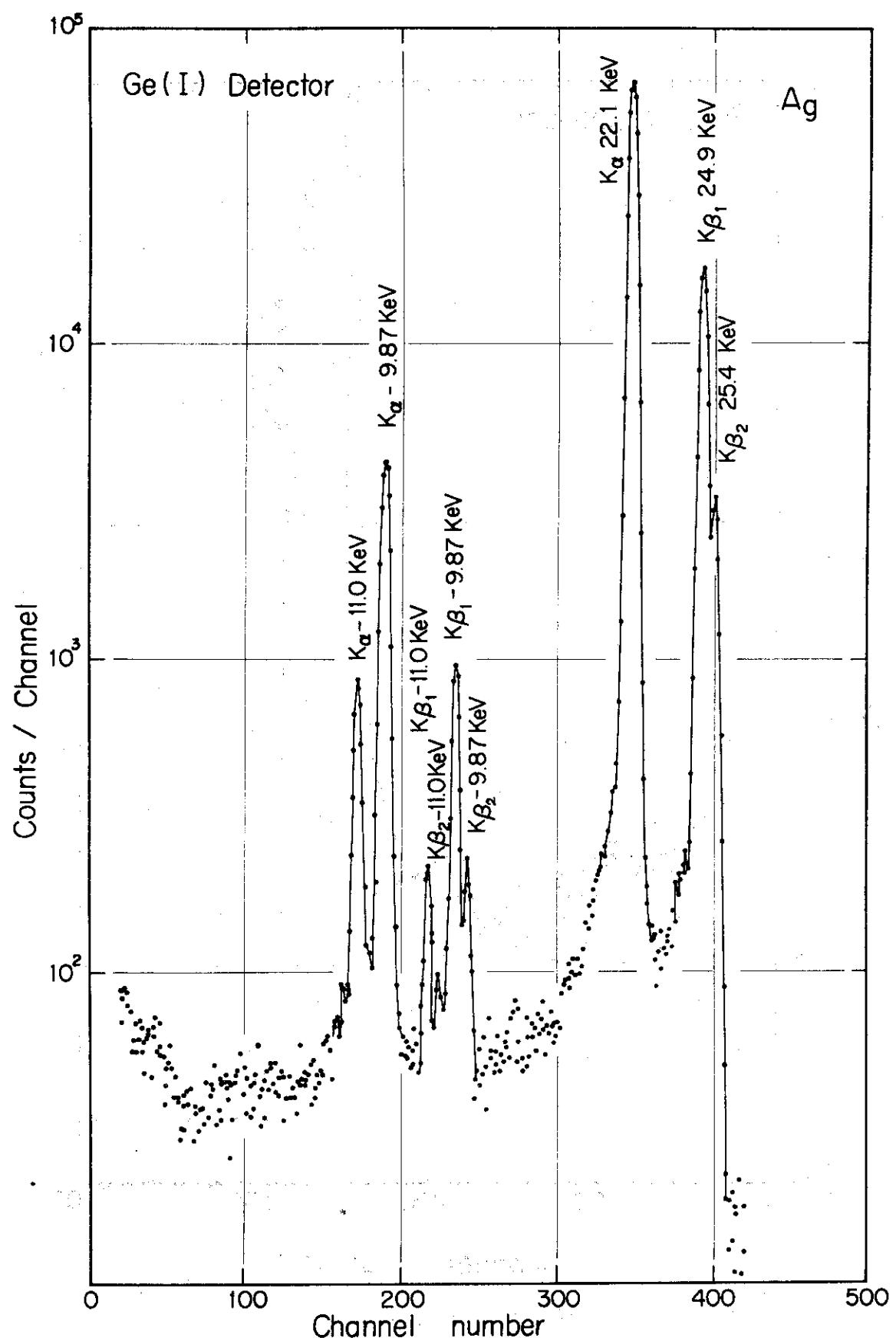
測定日	測定開始時間	測定時間幅	L吸収端前(a)	L吸収端後(b)	比率(a/b)
5/20	14 (msec)	6 (msec)	121 (counts)	98 (counts)	1.23
6/10	5	5	18.8	1.4	1.34
"	10	5	3.9	2.9	1.345
"	15	5	3.5	2.8	1.25
6/11	5	5	12.7	9.0	1.411
"	10	5	18.5	15.0	1.233
平均					1.31 ± 0.10

第7表 Ge(I)検出器の光電吸収効率と計数効率の測定値

核種	光子エネルギー (keV)	光子入射率 (photons/sec)	光電ピーク計数率 (counts/sec)	光電吸収効率 (%)	総計数率 (光電ピーク+コントン) (counts/sec)	計数効率 (%)
実験1. 線源・コリメータエッジ間 = 51 mm						
<sup>241</sup> Am	5 9.5 3	3 6.7	3 5.8 2	9 7.6	3 7.9	1 0 0
<sup>57</sup> Co	1 2 2.1	6 8.7	3 0.0 7	4 3.8	5 2.0	6 7
	1 3 6.4	8.9 5	2.9 4 0	3 2.8 6		
<sup>133</sup> Ba	8 1.0	3 1.1 5	2 7.1	8 7.0		
	1 6 0.5	0.6 4 5	0.1 4 4	2 2.3		
	2 7 6.4	6.5 4	0.4 2 5	6.5 1		
	3 0 2.8	1 7.2	0.9 0 2	5.2 5		
	3 5 6.0	5 7.0	2.1 5 3	3.7 7		
	3 8 3.8	8.2 0	0.2 7	3.3 0		
<sup>203</sup> Hg	2 7 9.2	6 0 2.8	3.8 2 2	6.3 4	1 9.3	3 2.0
<sup>137</sup> Cs	6 6 1.6	1 3 4.9	1.1 6	0.8 6	2 7.2	2 0.2
<sup>54</sup> Mn	8 3 4.8	1 5 1	0.8 3 0	0.5 5	2 6.4	1 7.5
実験2. 線源・コリメータエッジ間 = 130 mm						
<sup>241</sup> Am	5 9.5 3	5.6 5 8	5.4 8 8	9 7.0	5.6 0	9 9.0
<sup>57</sup> Co	1 2 2.1	1 0.3	4.4 8 1	4 3.5	7.5 7	6 5.0
	1 3 6.4	1.3 4	0.4 5 2 9	3 3.8		
<sup>203</sup> Hg	2 7 9.2	8.1 0 7	0.4 9 5	6.1 0	2.4 3	3 0.0
<sup>137</sup> Cs	6 6 1.6	0.1 5 0	0.1 3 5	0.9 0	0.0 2 8 0	1 8.6

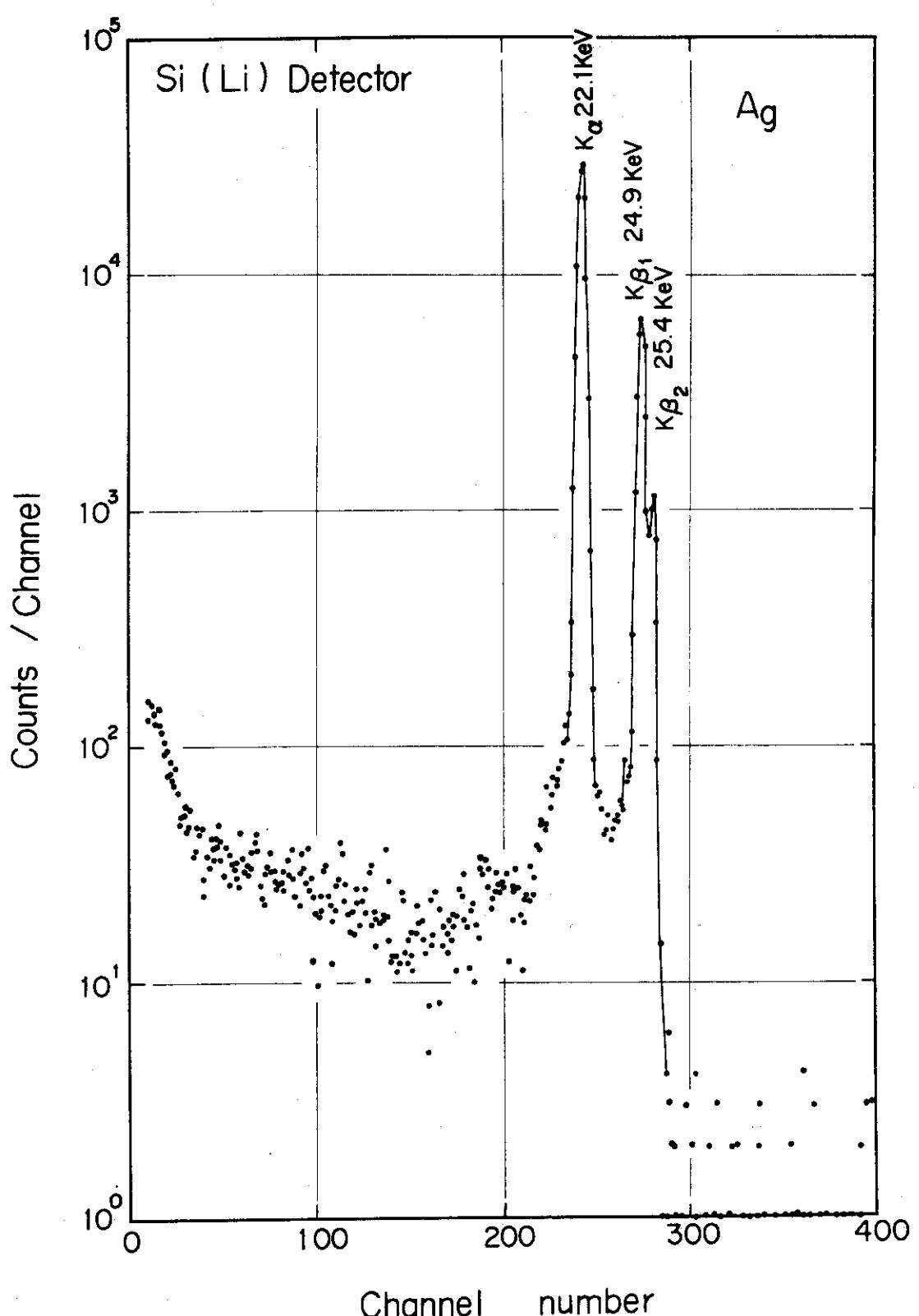
第8表 Ge (I)検出器のエネルギー分解能の測定値

線 源	エネルギー (keV)	FWHM (eV)
<sup>55</sup> Fe	5.9	2 2 9
Cu - <sup>241</sup> Am	8.0 3	2 5 5
Ag - <sup>241</sup> Am	2 2.0	2 8 2
Tb - <sup>241</sup> Am	4 4.5	3 5 3
<sup>241</sup> Am	5 9.6	3 9 3
<sup>57</sup> Co	1 2 2	5 1 8
<sup>203</sup> Hg	2 7 9	7 5 0

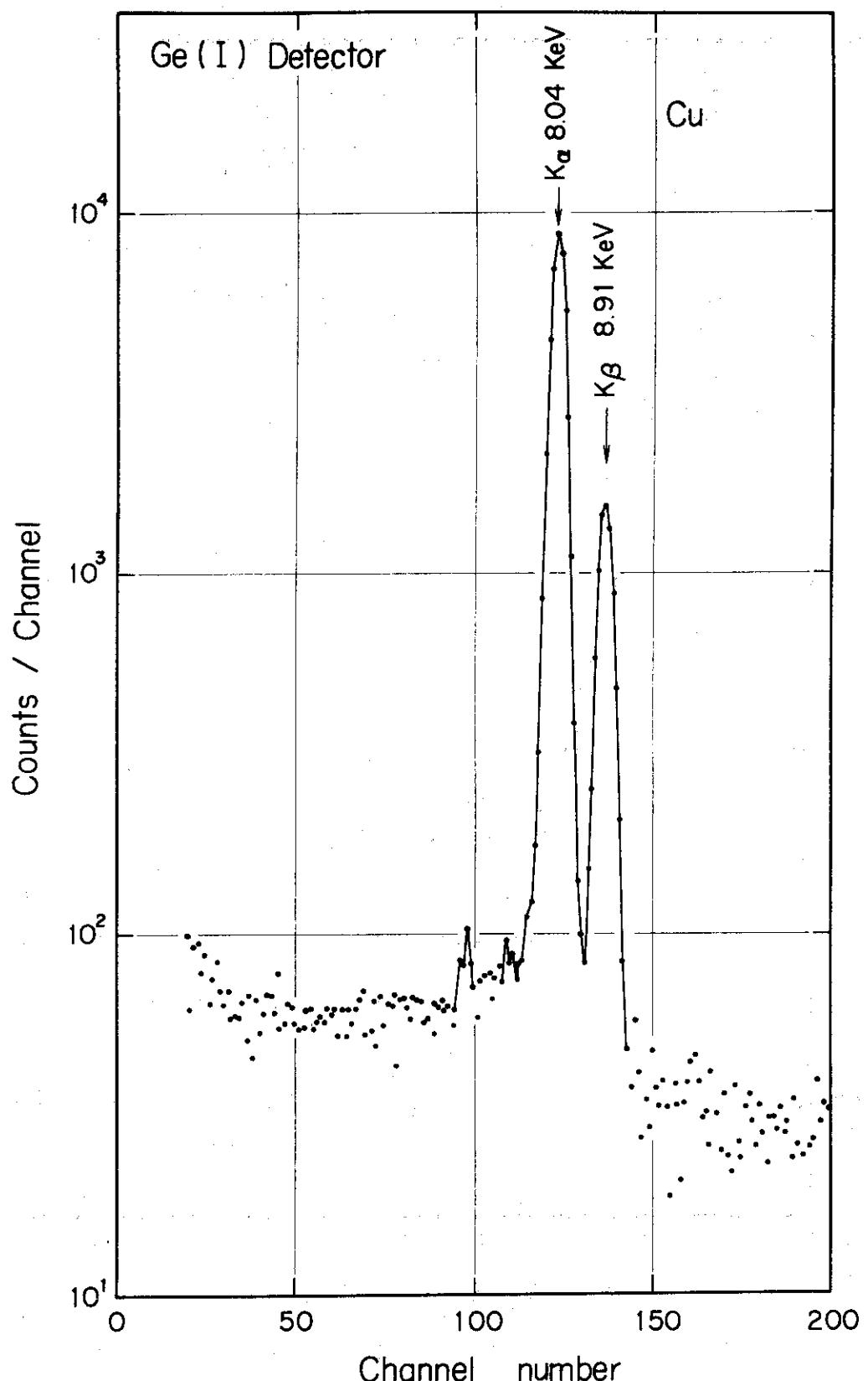


第6図 Ge (I) 検出器で測定した銀のK線のスペクトル

$K_{\alpha}$ ,  $K_{\beta}$  線の光電ピークの他にエスケープピークが出る。

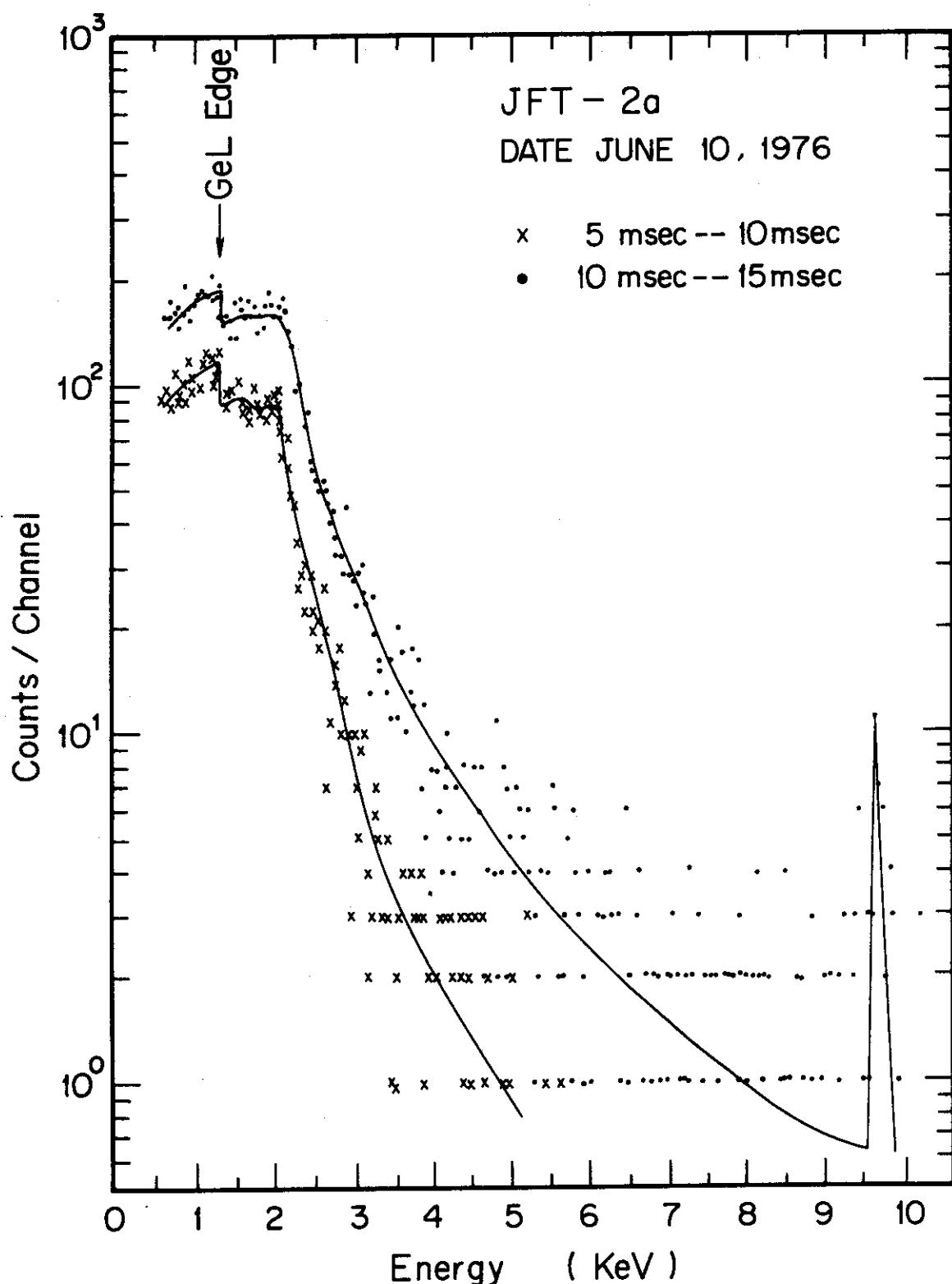


第7図 Si (Li) 検出器で測定した銀のK線のスペクトル  
Ge (Li) 検出器によるものと異なり、エスケープピークは出ない



第8図 Ge (I) 検出器で測定した銅のK線のスペクトル

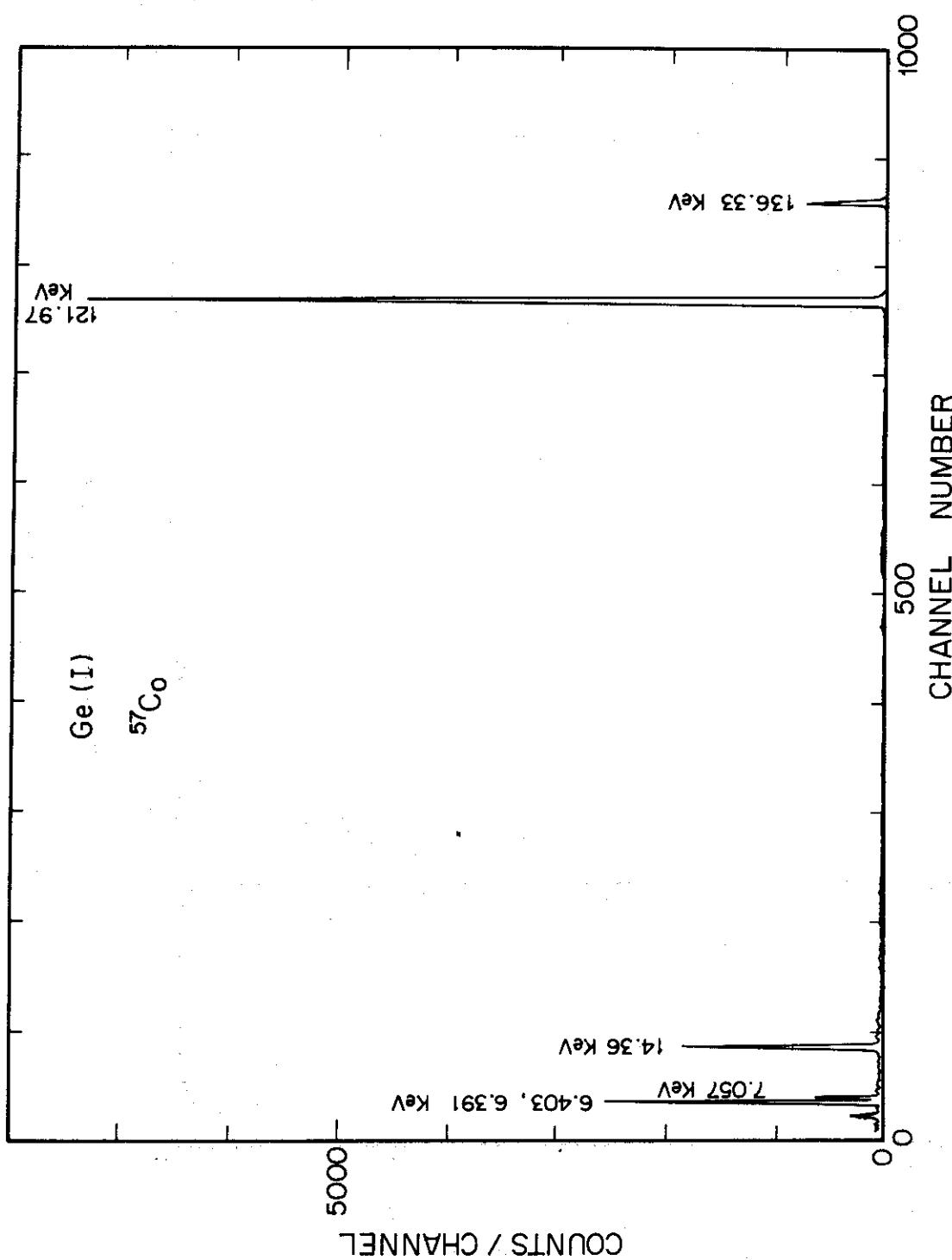
銀のK線と異なり、エスケーピークは出ない。98 ch と 110 ch 附近のピークはGe のエスケープピークではなく、表面障壁層のNi の  $K_{\alpha}$ ,  $K_{\beta}$  線である。



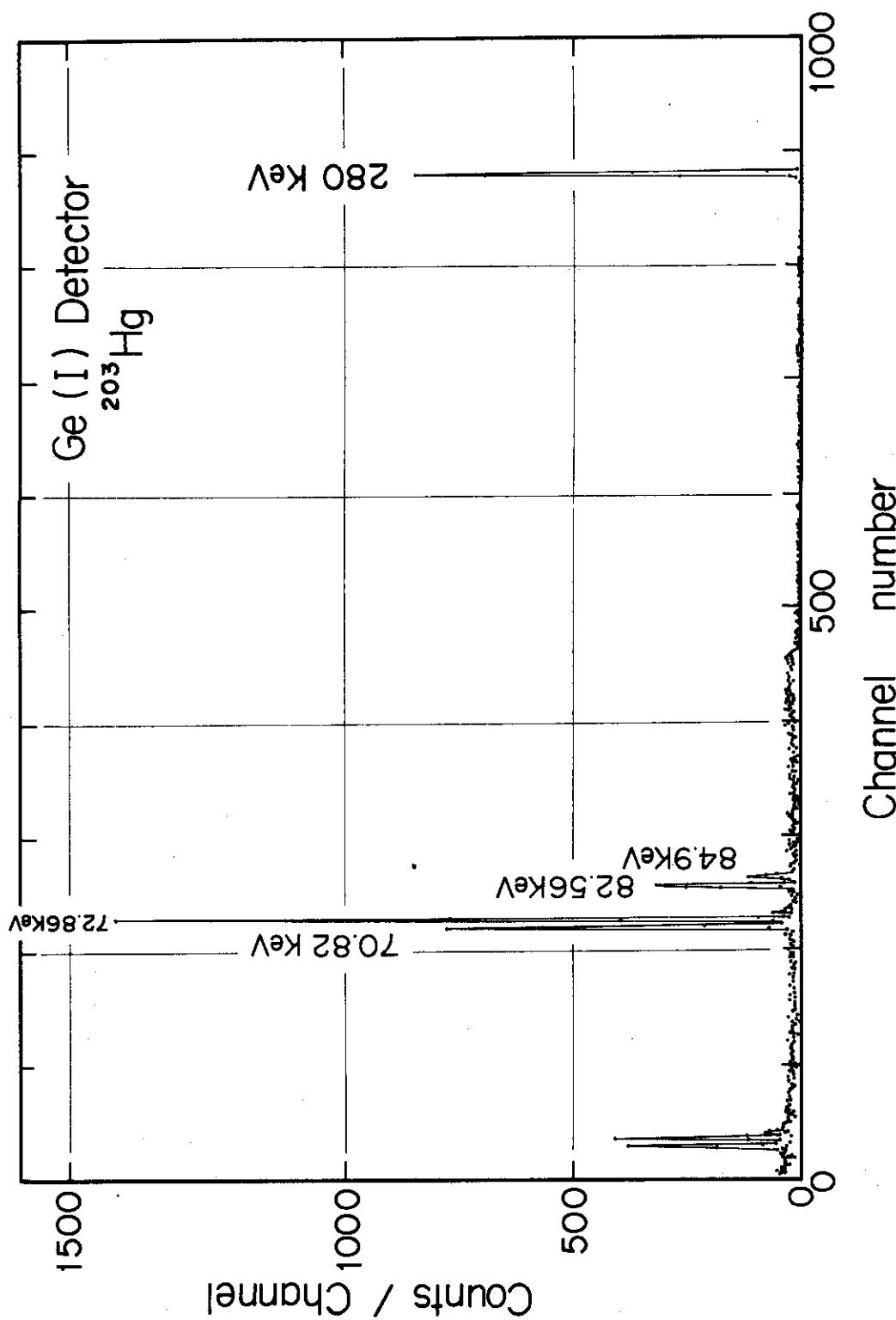
第9図 Ge(I)検出器で測定した代表的なJFT-2aプラズマからの

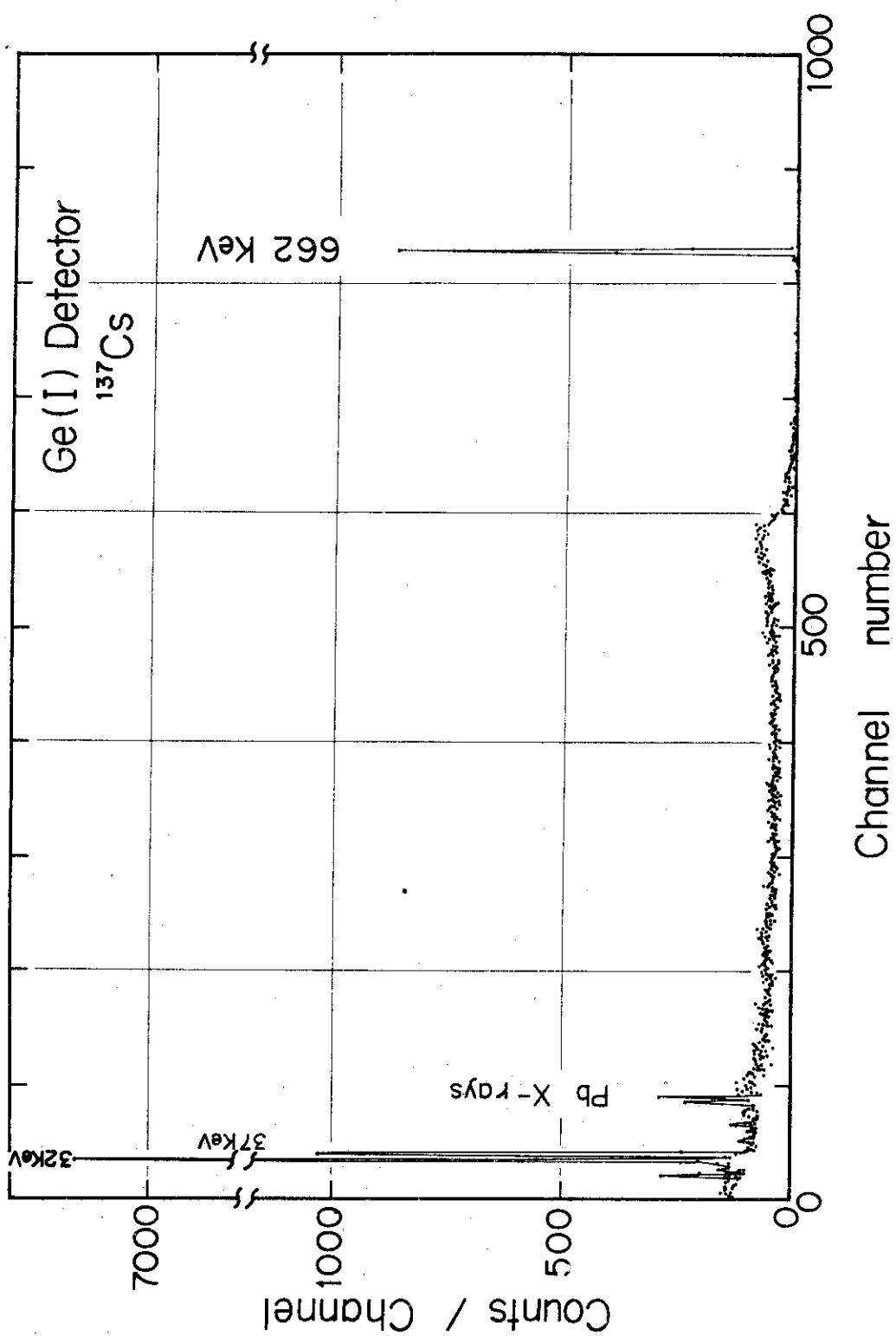
軟X線スペクトル

GeのLエッジ部(約1.3 keV)に検出器の半導体不感層による  
影響で段差を生じている



第10図 Ge (I) 検出器による  $^{57}\text{Co}$  のスペクトル

第11図 Ge (I) 検出器による $^{203}\text{Hg}$ のスペクトル



第12図 Ge(I)検出器による  $^{137}\text{Cs}$  のスペクトル

## 5 検 討

### 5.1 検出器入射部での X 線の減衰

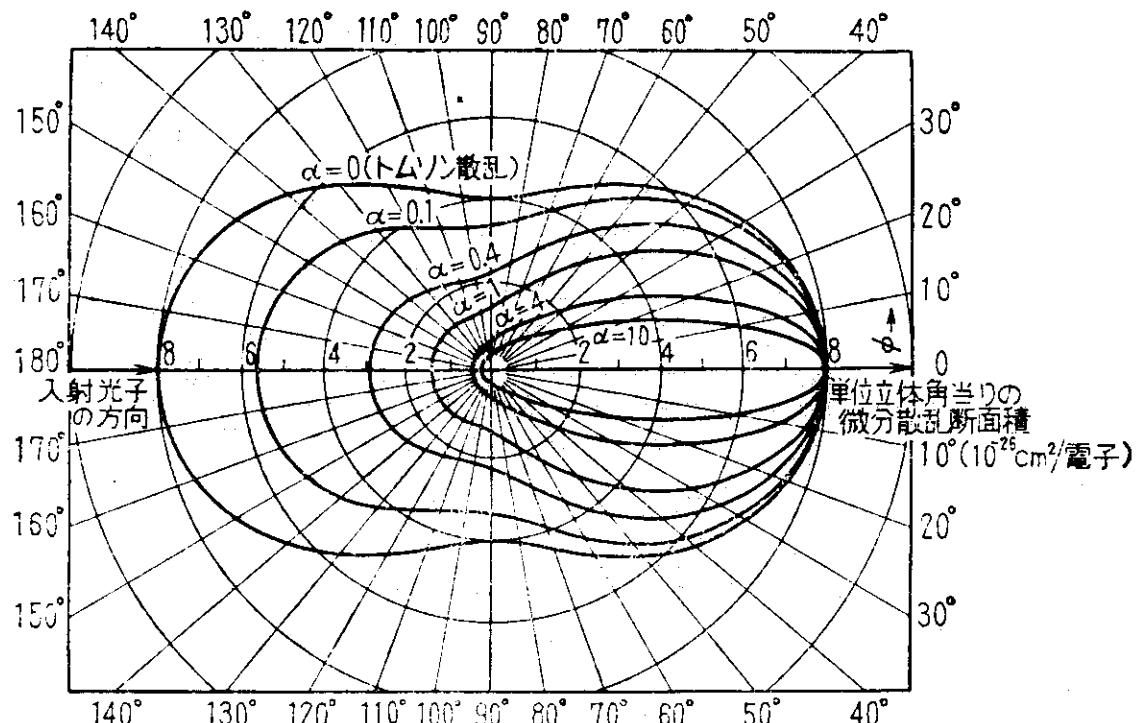
X線は検出器の真性半導体域に達するまでに、検出器の入射窓、表面障壁層、半導体不感層で、光電吸収やコンプトン散乱（数 keV 以下ではほとんど弾性散乱である）により減衰するが、この透過率は以下のように算出できる。全体の透過率 ( $T$ ) は検出器の入射窓の透過率 ( $T_w$ ) と表面障壁層の透過率 ( $T_s$ ) と半導体不感層での透過率 ( $T_d$ ) の積、すなわち

$$T = T_w \cdot T_s \cdot T_d \quad (5-1)$$

である。それぞれの透過率 ( $T_x$ ) は光電吸収とコンプトン散乱による減衰項と一度散乱された光子のうち、真性領域に突入できる分の増加項より算出される。つまり

$$T_x = e^{-(\mu_p + \mu_c)t} + \alpha (1 - e^{-(\mu_p + \mu_c)t}) \frac{\mu_c}{\mu_p + \mu_c} \quad (5-2)$$

である。ここで  $\mu_p$ ,  $\mu_c$  は問題としている物質の光電効果およびコンプトン効果の線吸収係数、 $t$  は厚さである。 $\alpha$  はコンプトン散乱後に真性領域に達することのできる割合で位置関係（第2章の第2図参照）および散乱光子の方向分布（例えば第13<sup>15)</sup>図参照）で決まる値である。具体的な  $\alpha$  の値としては入射窓で約 0.3、表面障壁層、半導体不感層で 0.5 である。なお実際の計算では、透過率の低下が顕著になる 1 ~ 2 keV ではコンプトン効果は光電効果と比較して極めて小さく（ベリリウムについて言えば 1 % 以下<sup>16)</sup>），この効果は無視しても計算結果は大差ない。



第13図 散乱光子の角度分布<sup>15)</sup>

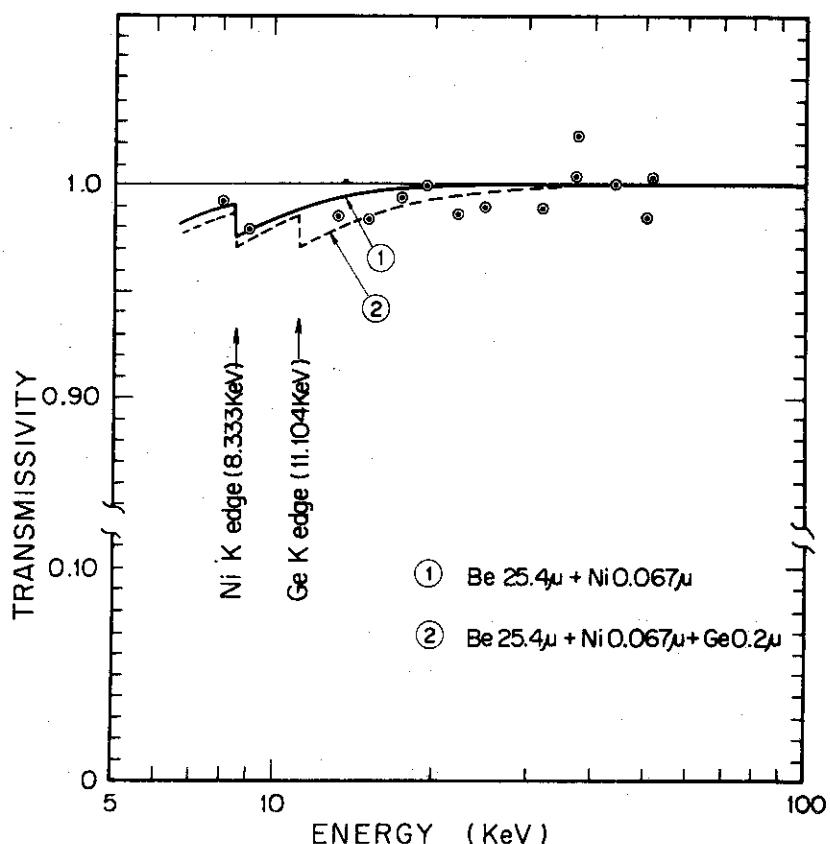
$\alpha$  は  $m_0 c^2 (= 511 \text{ keV})$  を単位とした入射光子のエネルギー

第14図に8 keVから60 keVまでについても検出器入射部でのX線の透過率の実験値（第5表の入射部透過率）と理論曲線を示す。理論曲線は検出器の仕様（第1表）に示されているベリリウム箔（25.4 μ）とニッケル表面障壁層（0.067 μ）のみで半導体不感層の厚さが零と仮定した時の値を同図中に実線で示す。またゲルマニウムの半導体不感層の厚さが0.2 μであるとした時の値を破線で示す。この実験値と理論曲線の比較から次のことが分かる。

- (1) ニッケルの表面障壁層の厚さは、ニッケルのK吸収端部での段差の様子から、実験値と理論値が良く合っていて、仕様に示されている値（0.067 μ）がほぼ妥当なものであることが証明された。
- (2) 20 keV以下における実験値と理論値の比較から半導体不感層の厚さは0～0.2 μの間であることが分った。ただし20 keV以上では実験値のばらつき幅が大きいが、これはX線源に用いた<sup>241</sup>Amからのγ線の散乱ピークの上に目的とするX線のピークが重畠していることと、X線源の強度を較正したSi(Li)検出器の検出効率の誤差がこのエネルギー領域では問題となるためである。
- (3) ベリリウム箔の厚さについてはこの実験結果だけでは精確な結論だけはできない。ゲルマニウムの不感層の厚さについてはJFT-2aの低エネルギー軟X線の測定結果から、L吸収端部での透過率の変化（段差）を調べることにより、以下の式からより精確に知ることができる。

$$R = \frac{a}{b} \quad (5-3)$$

$$= e^{(\mu_2 - \mu_1)t} \quad (5-4)$$



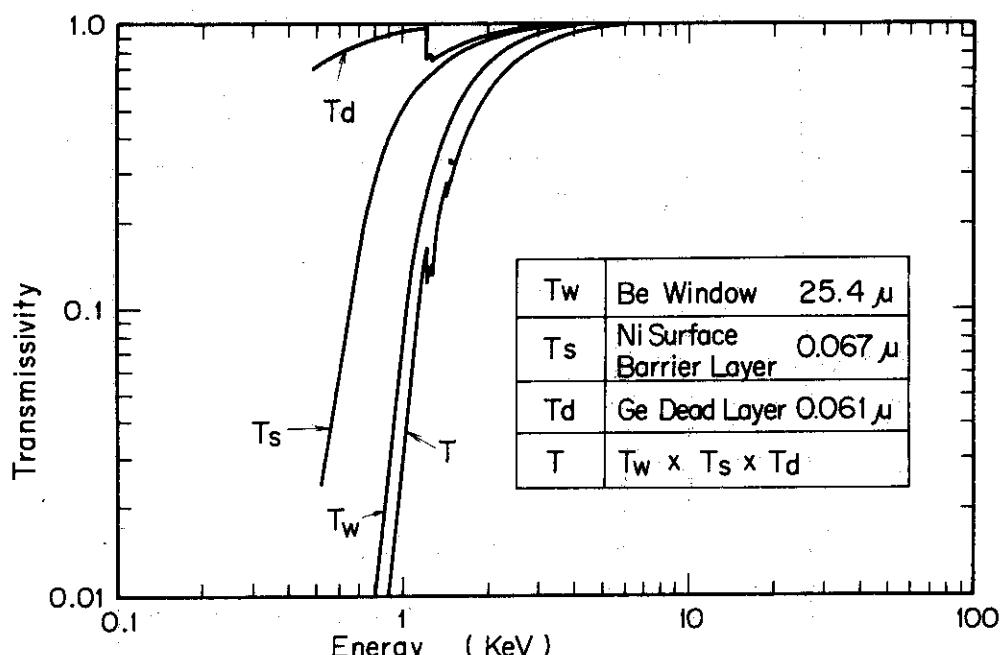
第14図 8 keVから60 keVまでにおける検出器入射部での透過率の実測値と理論値の比較

ここで  $a$ ,  $b$  は L 吸収端直前, 直後の透過率またはスペクトル上の計数値であり,  $\mu_1$ ,  $\mu_2$  は L 吸収端直前, 直後の光電効果の線吸収係数, そして  $t$  は厚さである。 $\mu_1$ ,  $\mu_2$  はそれぞれ  $6.6 \times 10^8 \text{ cm}^{-1}$ ,  $5.0 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$  であるので, 上 2 式から

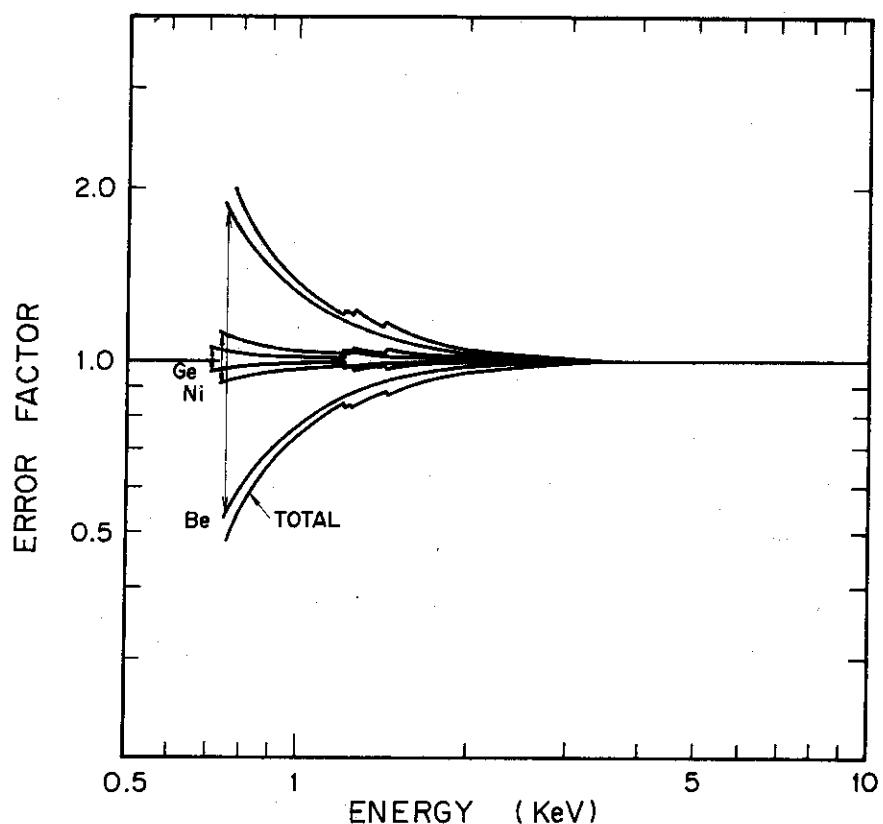
$$t = \frac{\ln R}{4.34 \times 10^4} \quad (5-5)$$

になる。JFT-2a での実験結果より求められた値  $R = 1.31 \pm 0.10$  (第 6 表) を採用すれば  $t = (0.063 \pm 0.002) \mu$  になる。このゲルマニウムの不感層の厚さは今までに知られていた値 (例えば  $5 \mu^{17}$ ) と比較してかなり小さな値である。

以上の実験結果の解析をまとめて第 15 図, 第 16 図にこの検出器の X 線入射部での透過率とその誤差を示す。第 15 図にはベリリウム窓, ニッケルの表面障壁層, ゲルマニウムの半導体不感層単独の透過率とそれら全体による透過率が示されている。ここで最大の透過率低下の原因になっているものがベリリウム窓であることが分る。第 16 図はベリリウム窓, 表面障壁層, 半導体不感層の厚さの精度に起因する透過率の誤差範囲を示したものである。同図より 750 eV 以下では透過率の誤差が 100 % にも達する \* が, その誤差のほとんどがベリリウム膜によるものであることが分る。半導体検出器用のベリリウム膜は現在 0.3 ミル (約  $8 \mu$ ) のものが市販されているので, 今後は透過率やその誤差の面から, この  $8 \mu$  のものを採用する方が有利である。



第 15 図 Ge(I) 検出器の入射部での総合透過率 ( $T$ ) とベリリウム窓, ニッケル蒸着膜, Ge 不感層によるそれぞれの透過率 ( $T_w$ ,  $T_s$ ,  $T_d$ )



第16図 Ge(I)検出器の入射部構成体の厚さの誤差による透過率の誤差の範囲

誤差率の 1.0 より上の曲線はその値を透過率( $T$ )に掛けたものが透過率の上限を示し、1.0 よりの下の曲線は下限を示す。同図はベリリウム箔、ニッケル蒸着膜、Ge 不感層単独で透過率に及ぼす誤差と構成全体による誤差を示す

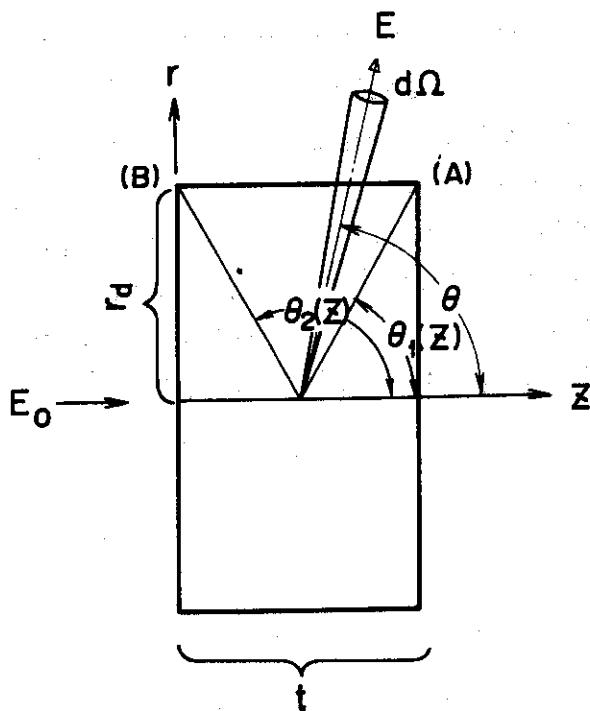
## 5.2 光電吸収効率

光電吸収効率は検出器の種類、寸法形状または光子の入射状態により大きく異なる。ここでは、この検出器の軟X線測定装置での使用状態、すなわち、光子が細いビーム状で検出器中心に入射する場合のみの取り扱いを行う。検出器内での光子の光電吸収を詳しく計算するには、多重散乱後の光電吸収をモンテカルロ法により解かなければならない。<sup>18)</sup>しかしながら、ここでは検出器のゲルマニウムの単結晶が比較的に小さいことから光子の入射方向（z 軸）に沿って結晶中を通り抜けるまでの光電吸収、およびこの間での散乱（1次散乱と呼ぶ）により方向が変った光子が結晶外へ出るまでに受ける光電吸収について考慮すればよいと思われる所以、これを計算し、この計算結果と実験値を比較する。

第17図にGe結晶と計算に用いた座標系を示す。Ge円筒状結晶の半径を $r_d$ 、厚さを $t$ として、円筒座標のz軸を結晶の中心軸に一致させてとる。光子はZ軸に沿って入射するとして、結晶への入射点を座標の原点とする。入射した光子の散乱角を $\theta$ とする。また結晶中のz軸上の点から結晶後端面と前端面のヘリAとBを結ぶ錐面を考え、錐名とz軸のなす角を $\theta_1(z)$ ,  $\theta_2(z)$ とする。入射光子が結晶のz軸上を通過する過程での光電吸収の割合( $N_{PHOT}$ )は簡単な式

$$N_{PHOT} = \frac{\mu_{p1}}{\mu_{p1} + \mu_{c1}} (1 - e^{-(\mu_{p1} + \mu_{c1})t}) \quad (5-6)$$

で示される。ここで $\mu_{p1}$ ,  $\mu_{c1}$ は入射光子の光電効果およびコンプトン効果の線吸収係数である。



第17図 検出器の光電吸収効率の計算モデル

\* 第16図の縦軸の誤差係数(error factor)は、

$$\text{error factor} \equiv \frac{(T_w + \Delta T_w)}{T_w} \cdot \frac{(T_s + \Delta T_s)}{T_s} \cdot \frac{(T_d + \Delta T_d)}{T_d}$$

ここで $\Delta T_w$ ,  $\Delta T_s$ ,  $\Delta T_d$ はそれぞれの厚さによる透過率変化幅である。従ってこの誤差係数の値が0.5あるいは2である時透過率の誤差が100%になる。

次いで、1次散乱後に結晶外へ出るまでに光電吸収される割合を求める。1ヶの自由電子による $\theta$ 方向への立体 $d\Omega$ あたりの散乱微分断面積はクライン・仁科の式から次式で示される。

$$\frac{d\sigma_e(\theta)}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \frac{E_1^2}{E_0^2} \left( \frac{E_0}{E_1} + \frac{E_1}{E_0} - \sin^2 \theta \right) \quad (5-7)$$

ここで $E_0$ ,  $E_1$ は入射光子および散乱光子のエネルギー,  $\theta$ は散乱角,  $r_0$ は電子の古典半径である。  
(5-7)式から微少角( $d\theta$ )当りの散乱微分断面積は $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ より

$$\frac{d\sigma_e(\theta)}{d\theta} = \pi r_0^2 \sin \theta \frac{E_1^2}{E_0^2} \left( \frac{E_0}{E_1} + \frac{E_1}{E_0} - \sin^2 \theta \right) \quad (5-8)$$

となる。また散乱光子のエネルギーは入射光子のエネルギー, 散乱角と以下の関係を持つ。

$$E_1 = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \quad (5-9)$$

ここで $m_0$ は電子の静止質量,  $c$ は光速である。 $dz$ あたりの $\theta$ 方向への散乱光子の散乱割合( $\frac{dS_n}{dz}$ )

$$\frac{dS_n}{dz} = F \frac{d\sigma_e(\theta)}{d\theta} n_e \cdot dz \quad (5-10)$$

である。ここで $F$ は入射光子の通過割合,  $n_e$ は電子密度である。 $F$ は結晶内 $z$ 方向の位置によって変わり, その値は

$$F = e^{-(\mu_{p1} + \mu_{c1}) z} \quad (5-11)$$

である。また散乱光子が結晶外へ逃れるまでに通過する長さを $L$ とすれば, この間で光電吸収により捕獲される割合( $C_n$ )は

$$C_n = S_n \frac{\mu_{p2}}{\mu_{p2} + \mu_{c2}} (1 - e^{-(\mu_{p2} + \mu_{c2}) L}) \quad (5-12)$$

である。ここで $\mu_{p2}$ ,  $\mu_{c2}$ は散乱光子の光電効果およびコンプトン効果の線吸収係数である。 $L$ は結晶内の散乱位置( $z$ )と散乱角( $\theta$ )によって変わり, 角度 $\theta_1(z)$ ,  $\theta_2(z)$ により分けて考えなければならない。 $\theta_1(z)$ ,  $\theta_2(z)$ は結晶の厚さ( $t$ )と半径( $r_d$ )により

$$\theta_1(z) = \tan^{-1} \frac{(t-z)}{r_d} \quad (5-13)$$

$$\theta_2(z) = \pi - \tan^{-1} \frac{z}{r_d} \quad (5-14)$$

と表わされる。 $L$ は $\theta$ の大きさにより

$$\theta < \theta_1 \quad \text{のとき, } L = \frac{t-z}{\cos \theta} \quad (5-15)$$

$$\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2 \text{ のとき, } L = \frac{r_d}{\sin \theta} \quad (5-16)$$

$$\theta_2 < \theta \text{ のとき, } L = \frac{z}{\cos(\pi - \theta)} \quad (5-17)$$

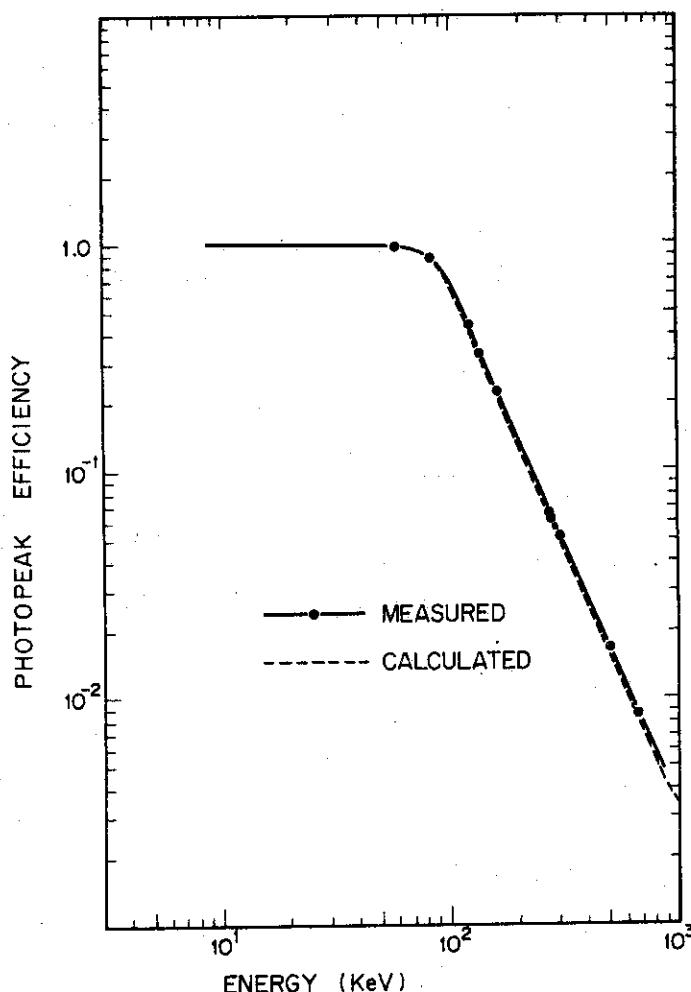
になる。1ヶの光子が1次散乱後に光電吸収される割合( $N_{CAP}$ )は(5-10)式、(5-11)式、(5-12)式より

$$N_{CAP} = n_e \int_0^{\pi} \int_0^{\pi} e^{-(\mu_{p1} + \mu_{c1})} \frac{d\sigma_e(\theta)}{d\theta} \frac{\mu_{p2}}{\mu_{p2} + \mu_{c2}} (1 - e^{-(\mu_{p2} + \mu_{c2})L}) dz d\theta \quad (5-18)$$

と表わされる。

以上によりこの検出器の光電吸収効率は結晶のz軸上での光電吸収( $N_{PHOT}$ )と散乱後の光電吸収( $N_{CAP}$ )の和として得ることができる。第18図に光電吸収率の実測値(第7表)を実線で示し、計算値を破線で示す。実測値と計算値( $N_{PHOT} + N_{CAP}$ )は良く一致している。

なお光電吸収率の変化の因子として検出器からの螢光X線の逃げの効果があるが、これについては次節で述べるのでここではふれない。



第18図 光電吸収率の実測値と計算値との比較

### 5.3 エスケープピーク

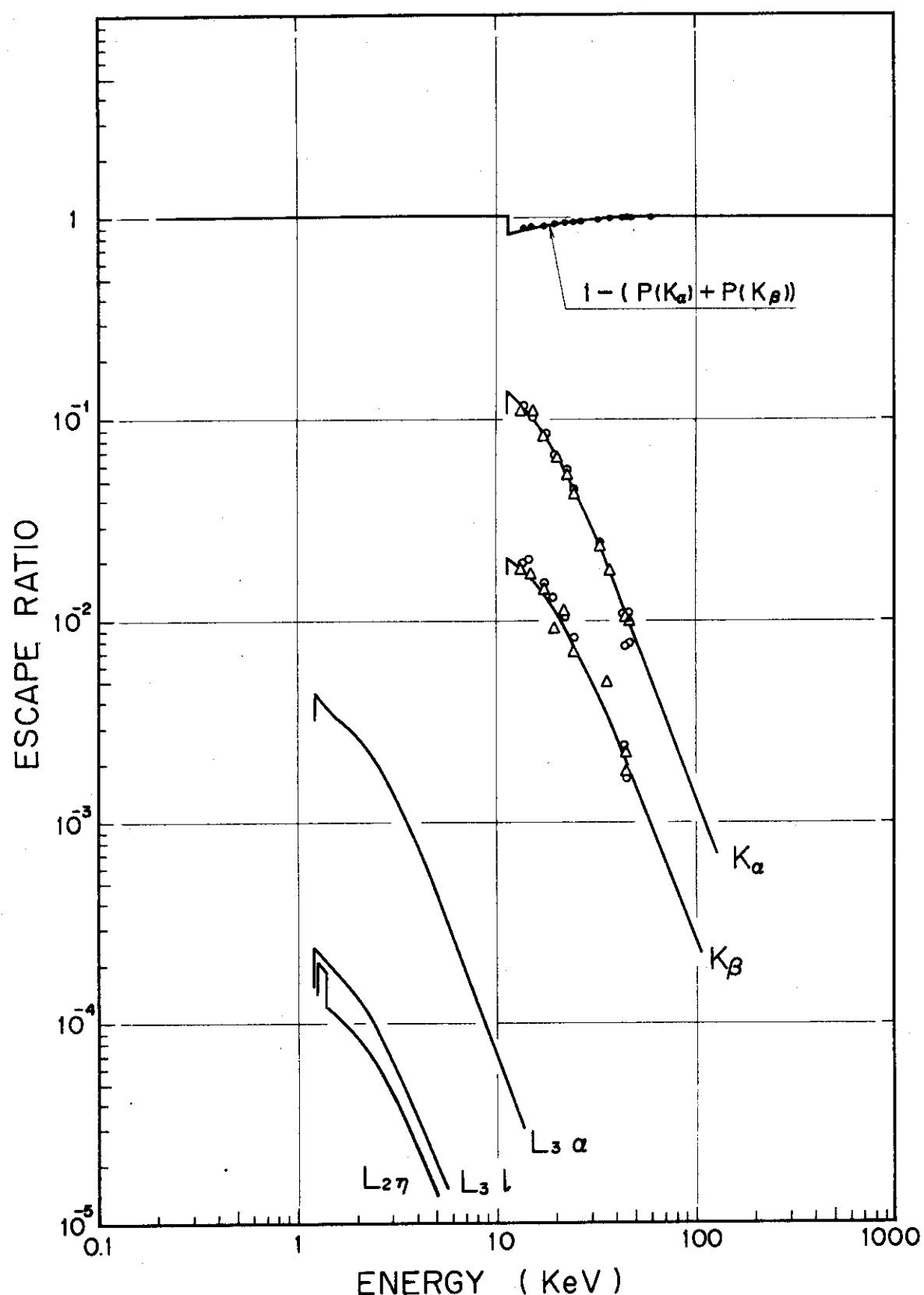
エスケープピークが発生し易い条件は(i)検出器の材質の元素の蛍光効率が大きい、(ii)光子のエネルギーがKあるいはL吸収端より少し大きいとき、(iii)検出器の結晶に対する光子の入射角が小さい場合である。GeがSiと比較してエスケープピーク発生率が大きくなるのは(i)が原因である。ここではエスケープピーク発生の割合をAxel<sup>19)</sup>の式を用いて算出する。これは検出器が無限に厚く、広い面積を持った平板であると仮定し、X線が細いビーム状で検出器に垂直に入射した時の、検出器内に発生した蛍光X線が逃げる割合Pを与えるものである。具体的には

$$P = \frac{1}{2} K_p W_k \left( 1 - r \log \frac{1+r}{r} \right) \quad (5-19)$$

と書かれる。ここで $K_p$ は該当殻で光電吸収を起す割合、 $w_k$ は該当殻の蛍光X線の蛍光効率、 $r$ は蛍光X線と入射光子の光電吸収係数の比である。60 keV以下の入射光子に対しては第4章で前述したように5 mm厚さのGeで充分吸収できるので、今問題にしている検出器については、このモデルが充分適用できる。第9表にGeとSiのKまたはL殻での蛍光X線の $K_p$ 、 $w_k$ と光電吸収の線吸収係数を示す。第19図にKおよびL殻について、エスケープピークの発生割合の計算値(実線)と今回の実験で得られた実測値(第4表参照、K線のみ)を比較して示す。同図よりGeの $K_\alpha$ 、 $K_\beta$ 線の逃げの割合は計算値と実験値がきわめて良く一致し、この結果からX線スペクトルの測定において、エスケープピークの影響は(5-19)式を使って補正できることが分った。また同図には蛍光X線の逃げによる光電吸収効率の低下の割合( $1 - (P_{(K\alpha)} + P_{(K\beta)})$ )も示してある。この効率の低下は最大値でたかだか1.6%に過ぎない。

第9表 GeとSiのK、L殻の光電吸収割合 $K_p$ および、蛍光X線の蛍光効率 $w_k$ と光電吸収の線吸収係数

元素	エネルギー範囲 (keV)	蛍光X線名	$K_p$	$w_k$	$\mu_x$ (線吸収係数 $\text{cm}^{-1}$ )
Ge	11.104以上	$K_\alpha$	0.863	$5.10 \times 10^{-1}$	202
		$K_\beta$		$7.25 \times 10^{-2}$	156.5
	1.217~1.248	$L_{\alpha 1, 2}$	0.825	$2.07 \times 10^{-2}$	7180
		$L_\ell$		$1.236 \times 10^{-3}$	9950
	1.248~1.413	$L_{\alpha 1, 2}$	0.581	$2.07 \times 10^{-2}$	7180
		$L_\ell$		$1.236 \times 10^{-3}$	9950
		$L_\eta$	0.293	$2.07 \times 10^{-3}$	9380
		$L_{\beta 1}$		$1.99 \times 10^{-2}$	37240
Si	1.413~1.1104	$L_{\alpha 1, 2}$	0.541	$2.07 \times 10^{-2}$	7180
		$L_\ell$		$1.236 \times 10^{-3}$	9950
		$L_\eta$	0.198	$2.07 \times 10^{-3}$	9380
		$L_{\beta 1}$		$1.99 \times 10^{-2}$	3724
Si	1.839以上	$K_\alpha$	0.91	$4.6 \times 10^{-2}$	840
		$K_\beta$		-	740



第19図 エスケープピークの発生率と螢光X線の逃げによる光電  
吸収効率の低下 ( $1 - (P(K_\alpha) + P(K_\beta))$ )

### 5.4 コンプトン散乱スペクトルの形状

第2節(4)で述べたように、より高温化をめざすプラズマからの軟X線計測には、コンプトン散乱に基づく連続スペクトルの寄与が問題になる。この寄与をより少なくするためには以下の点に注目する必要がある。

(1) 大きな原子番号の検出器を使用する。

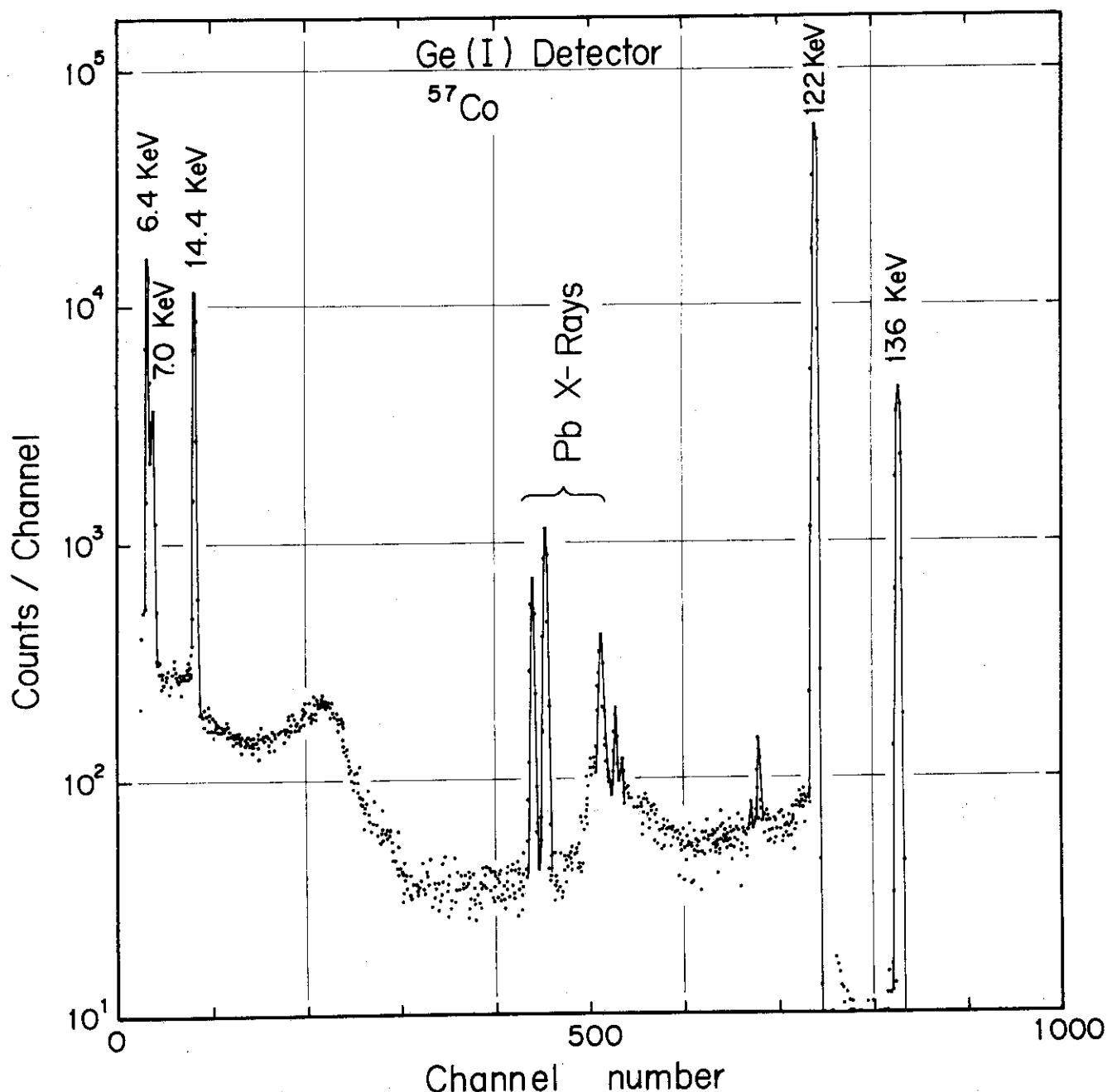
コンプトン効果の吸収係数が原子番号 $Z$ に比例し、光電効果の吸収係数が $Z^5$ に比例するため、 $Z$ が大きくなることにより、光電効果の比率が増え、相対的にコンプトン効果の比率が少なくなる。このような意味でGe検出器はSi検出器と比較して非常にすぐれている。

(2) 大容積の検出器を使用する。

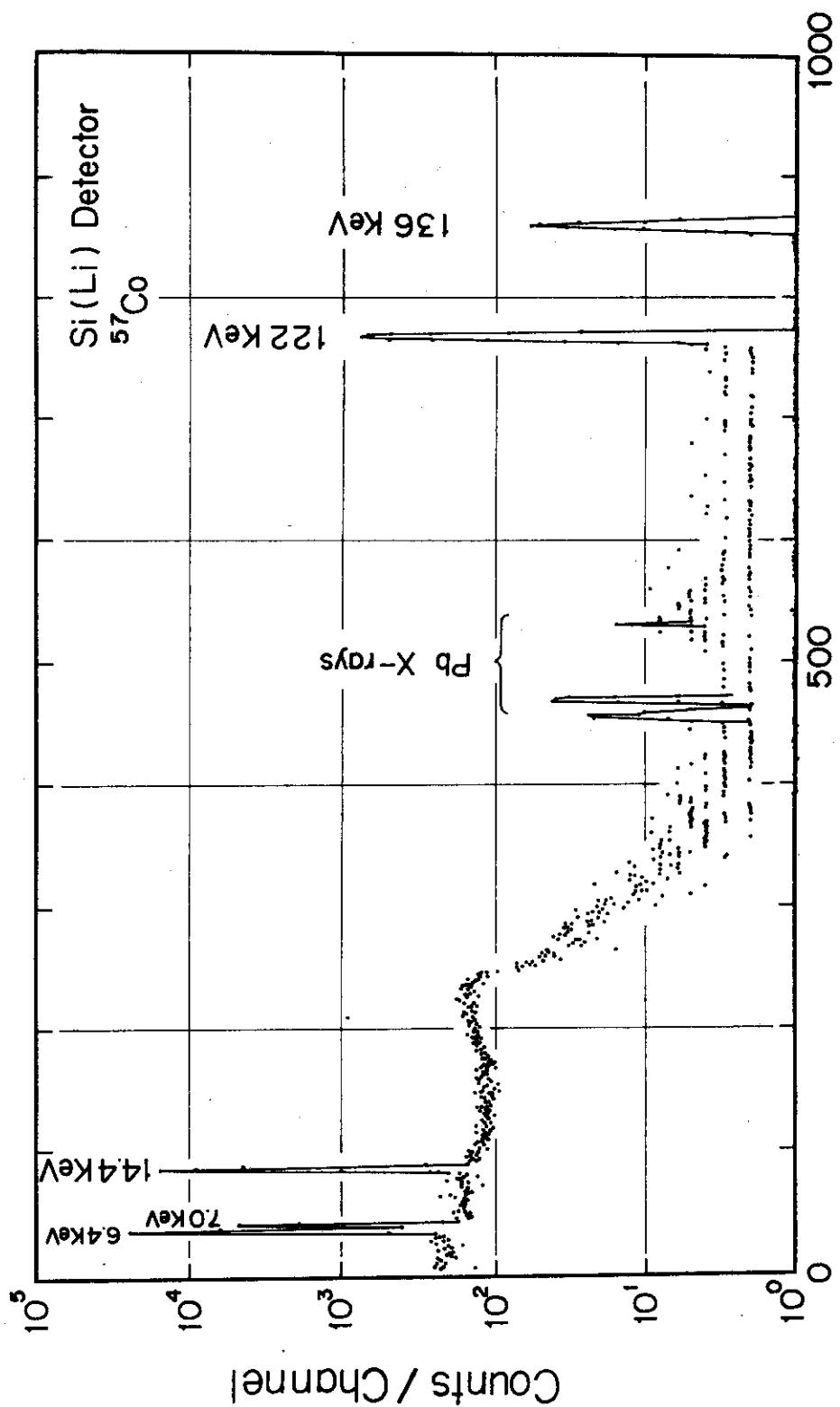
大容積の検出器を使い、X線をビーム状にして検出器中心部に入射するようすれば、コンプトン効果で散乱した光子が検出器外へ逃げにくくなりコンプトン散乱による連続スペクトル部は低下する。

第20図と第21図にGe(I)検出器(結晶寸法 $10\text{ mm } \phi \times 5\text{ mm t}$ ,  $Z=32$ )およびSi(Li)検出器(結晶寸法 $6\text{ mm } \phi \times 3\text{ mm t}$ ,  $Z=14$ )で観測した $^{57}\text{Co}$ のスペクトルを示す。これらを比較すればGe(I)検出器における光電ピークに対するコンプトン効果による連続スペクトル部の割合が、Si(Li)検出器と比べてはるかに小さい(エネルギー分解能がほぼ同じであるので、122 keVのピークと、たとえば30 keVのコンプトン効果による連続スペクトル部の高さの比で現わせばGe(I)検出器が1:0.0038であり、Si(Li)検出器が1:0.14である)での高温プラズマ計測用としてはGe(I)検出器が有利である。ところで高温プラズマ軟X線計測用の検出器としては先にコンプトン効果による連続スペクトル部を減らす方法として述べた(1), (2)について以下のような若干の注意を必要とする。大きな原子番号の検出器材料については螢光効率が大きいため第5.3節で述べたエスケープピークの量が多くなること、大容積の検出器は一般的に言ってエネルギー分解能とパルスの時間分解能が悪くなり、高計数率測定の面からは必ずしも有利でない。適用エネルギー範囲、計測対象、プラズマ装置の運転状況なども含めた総合的な判断から、検出器の材質の優劣および結晶の大きさが決定されよう。

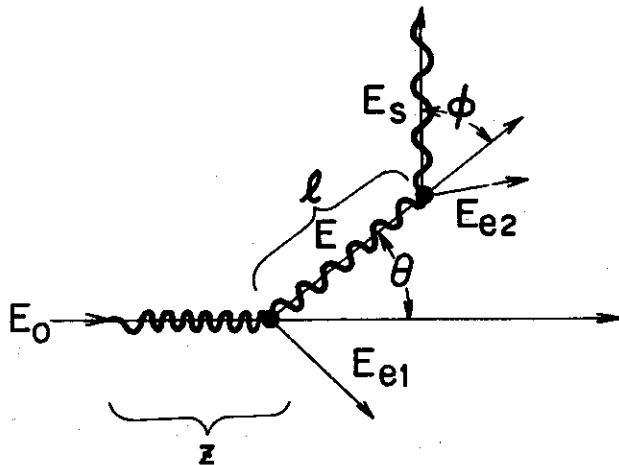
測定したX線スペクトルからコンプトン効果による連続スペクトル部の影響を除去するには、この検出器の使用状態でのコンプトン散乱スペクトルの形状を調べておく必要がある。これを計算により正確に求めるにはすでに第5.2項で述べたように検出器内での光子の多重散乱を考慮しなければならないが、この節では2次散乱までの解析によりコンプトン散乱スペクトルを算出し、実験値と比較を行う。この計算のモデルは第22図に示すように1次散乱により散乱角 $\theta$ で散乱された光子が再び散乱角 $\phi$ で散乱される。この2次散乱後の光子 $E_s$ はすべて検出器外へ出てしまうと仮定する。ところでコンプトン散乱で検出器が電気信号として感じるのは散乱電子のエネルギーである。光子が1次散乱のみで散乱光子が検出器外へ逃げてしまう場合は1次散乱電子のエネルギー( $E_{e1}$ )が検出器に電気信号として検出され、2次散乱をしたものは1次散乱電子と2次散乱電子のエネルギー( $E_{e2}$ )の和( $E_{e1} + E_{e2}$ )として検出される。検出器が検出したエネルギースペクトル上では、あるエネルギーのチャネルにはそのエネルギーを持つ1次散乱電子による計数の他に、1次および2次散乱電子のエネルギーの和がそのエネルギーになる場合の計数も含まれる。そこでまず1次散乱による散乱電子のエネルギー分布( $N(E_{e1})$ )について述べ、つぎに2次散乱までの散乱電子のエネルギー分布( $N(E_{e1} + E_{e2})$ )について述べる。



第20図 Ge (I) 検出器による  $^{57}\text{Co}$  のスペクトル  
光電ピークの高さと比較して、コンプトン散乱によるス  
ペクトル部の高さははるかに低い



第21図 Si (Li) 検出器による  $^{57}\text{Co}$  のスペクトル  
 光電ピークの高さとコンプトン散乱によるスペクトル部の  
 高さの差はあまり大きくはない



第22図 コンプトン散乱によるスペクトルの解析モデル

散乱電子のエネルギーは入射光子のエネルギーから散乱光子のエネルギーを差引いた値であり、1次散乱について示せば

$$E_{e1} = E_0 - E_1 \quad (5-20)$$

ここで  $E_{e1}$ ,  $E_0$ ,  $E_1$  はそれぞれ1次散乱電子, 入射光子, 1次散乱光子のエネルギーである。1次散乱電子のエネルギー  $dE_{e1}$  当りの散乱微分面積は第5.2項の(5-8)式, (5-9)式から

$$\frac{d\sigma_e(\theta)}{dE_{e1}} = \frac{\pi r_0 m_0 c^2}{E_0^2} \left( \frac{E_0}{E_1} + \frac{E_1}{E_0} - \left( 1 - \left( 1 - \left( \frac{E_0}{E_1} - 1 \right) \frac{m_0 c^2}{E_0} \right)^2 \right) \right) \quad (5-21)$$

と表わされる。1次散乱電子にエネルギー  $E_{e1}$  を与える（散乱方向は  $\theta$ ）厚さ  $dz$  あたりで  $dE_{e1}$

あたりの1次散乱割合  $(\frac{dS_n}{dE_{e1}})$  は

$$\frac{dS_n}{dE_{e1}} = F \frac{d\sigma_e(\theta)}{dE_{e1}} n_e \quad (5-22)$$

となり、このうち、結晶外へ逃げる量、つまり検出器に  $E_{e1}$  なるエネルギーを与える割合 ( $n_{OUT}$ ) は

$$n_{OUT} = \frac{dS_n}{dE_{e1}} e^{-(\mu_{p2} + \mu_{c2}) L} \quad (5-23)$$

である。従って、1次散乱のみで散乱電子に  $E_{e1}$  なるエネルギーを与える検出器内全体での  $dE_{e1}$

あたりの割合  $(\frac{dN(E_{e1})}{dE_{e1}})$  は  $n_{OUT}$  を  $z$  について積分したものである。すなわち (5-11), (5-22), (5-23) 式より

$$\frac{dN(E_{e1})}{dE_{e1}} = \int_0^t n_{OUT} dz = n_e \int_0^t e^{-(\mu_{p1} + \mu_{c1}) z} \frac{d\sigma_e(\theta)}{dE_{e1}} e^{-(\mu_{p2} + \mu_{c2}) L} dz \quad (5-24)$$

次に2次散乱後までの散乱電子のエネルギー分布について以下に述べる。先に示した第22図のように1次散乱光子が $\theta$ 方向へ散乱され、 $\ell$ 点で $\phi$ 方向に2次散乱をした場合、2次散乱微分断面積は(5-21)式の $E_0$ を $E_1$ に、 $E_1$ を $E_2$ に、そして散乱角 $\theta$ を $\phi$ に置き換えた式になる。すなわち、

$$\frac{d\sigma_e(\phi)}{dE_{e2}} = \frac{r_0^2 \pi m_0 c^2}{E_1^2} \left( \frac{E_1}{E_2} + \frac{E_2^2}{E_1^2} - \left( 1 - \left( 1 - \left( \frac{m_0 c^2}{E_1} \right)^2 \right) \right) \right) \quad (5-25)$$

である。これより $dz$ ,  $d\ell$ ,  $dE_{e2}$ あたりの2次散乱割合( $\frac{dS_m}{dE_{e2}}$ )は

$$\frac{dS_m}{dE_{e2}} = f \frac{d\sigma_e(\phi)}{dE_{e2}} n_e \quad (5-26)$$

と表わされる。ここで $f$ は $\ell$ 点での1次散乱光子の通過率で(5-23)式で $L$ を $\ell$ と置き換えた以下の式である。

$$f = \frac{dS_n}{dE_{e1}} e^{-(\mu_{p2} + \mu_{c2})\ell} \quad (5-27)$$

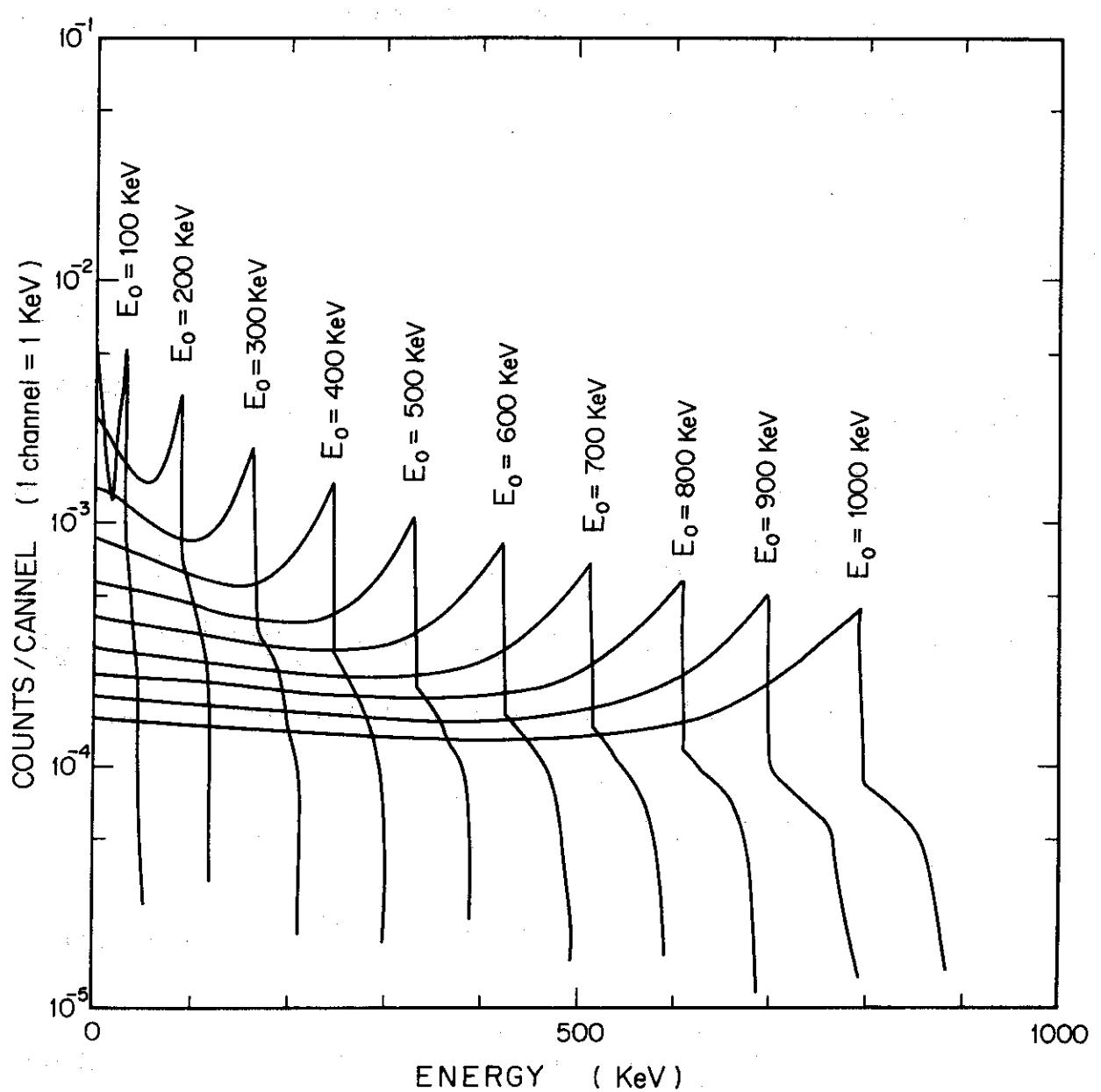
従って、検出器内全体で、1次散乱により1次散乱電子に $E_{e1}$ なるエネルギーを与える、さらに2次散乱により $E_{e2}$ なるエネルギーを与える $dE_{e2}$ あたりの割合( $\frac{dN(E_{e1} + E_{e2})}{dE_{e2}}$ )は $\frac{dS_m}{dE_{e2}}$ を $z$ ,  $E_{e1}$ と $\ell$ について積分したものである。すなわち(5-11), (5-22), (5-26), (5-27)式より

$$\begin{aligned} \frac{dN(E_{e1} + E_{e2})}{dE_{e2}} &= \int_0^t \int_0^{E_{e1}(\text{MAX})} \int_0^L \frac{dS_m}{dE_{e2}} dz dE_{e1} d\ell \\ &= n_e^2 \int_0^t \int_0^{E_{e1}(\text{MAX})} \int_0^L e^{-(\mu_{p1} + \mu_{c1})} \cdot \frac{d\sigma_e(\theta)}{dE_{e1}} \cdot e^{-(\mu_{p2} + \mu_{c2})\ell} \\ &\quad \cdot \frac{d\sigma_e(\phi)}{dE_{e2}} \cdot dz \cdot d\ell \cdot dE_{e1} \end{aligned} \quad (5-28)$$

となる。ここで $E_{e1}(\text{MAX})$ は1次散乱電子の最大値であり、光子の後方散乱時に散乱電子は最大値になる。 $E_{e1}(\text{MAX})$ と入射光子のエネルギー $E_0$ の関係は

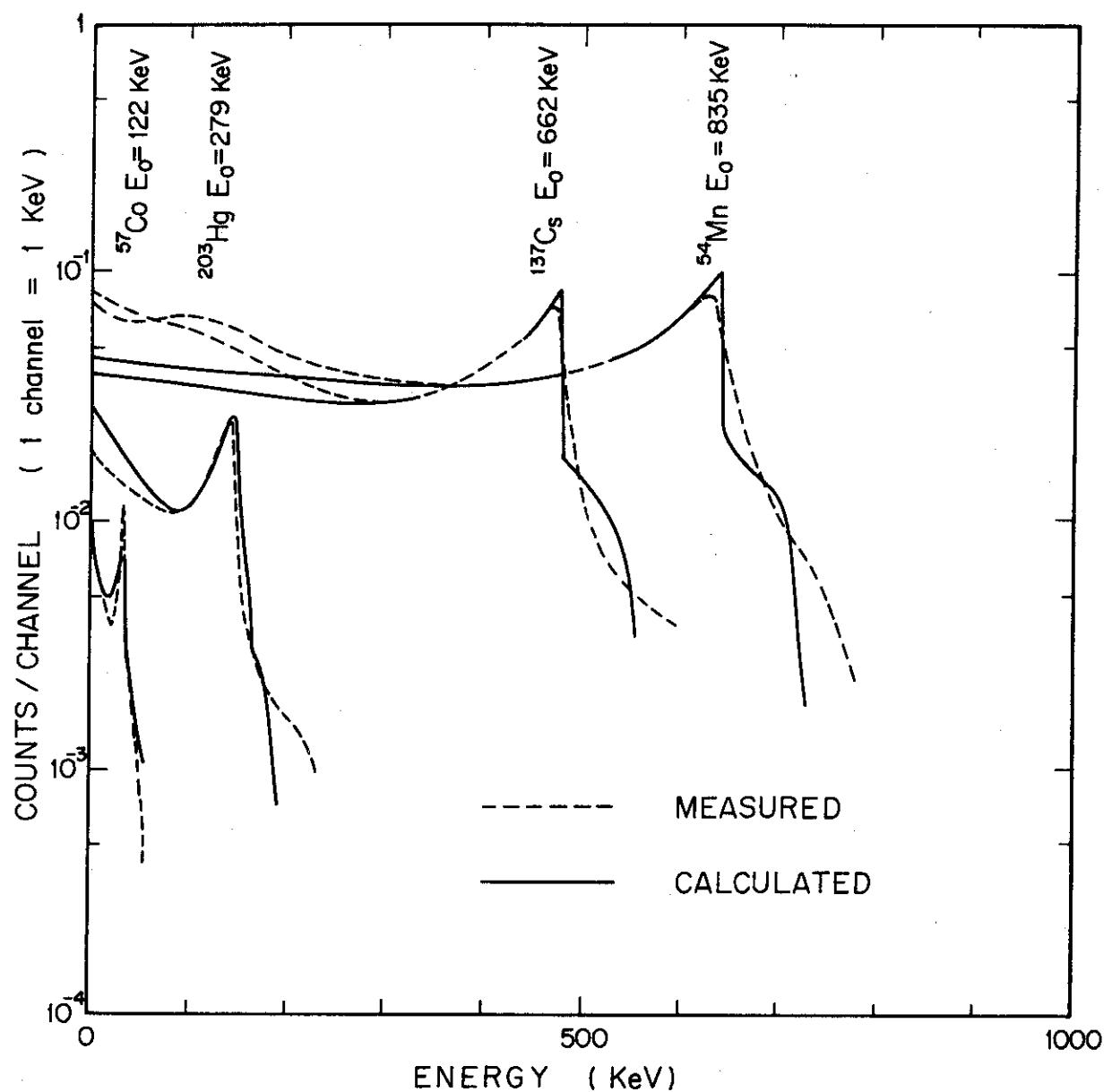
$$E_{e1(\text{MAX})} = E_0 \frac{2E_0/m_0 c^2}{1 + 2E_0/m_0 c^2}$$

となる。以上の計算から1次散乱による散乱電子のエネルギー分布( $N(E_{e1})$ )と2次散乱までの散乱電子のエネルギー分布( $N(E_{e1} + E_{e2})$ )が求まる。前述したようにこの2つのエネルギースペクトルの和がコンプトン散乱スペクトルであり、第23図に検出器に100 keVから1 MeVまでの入射光子が入った場合について、1ケの入射光子あたりのコンプトン散乱スペクトルの計算結果を示す。スペクトルの縦軸は1チャネルを1 keVとした時の値である。第24図に $^{57}\text{Co}$ ,  $^{203}\text{Hg}$ ,



第23図 コンプトン散乱によるスペクトルの形状

1ヶの入射光子（エネルギー 100 keV~1000 MeV）あたりのコンプトン散乱によるスペクトルの理論値

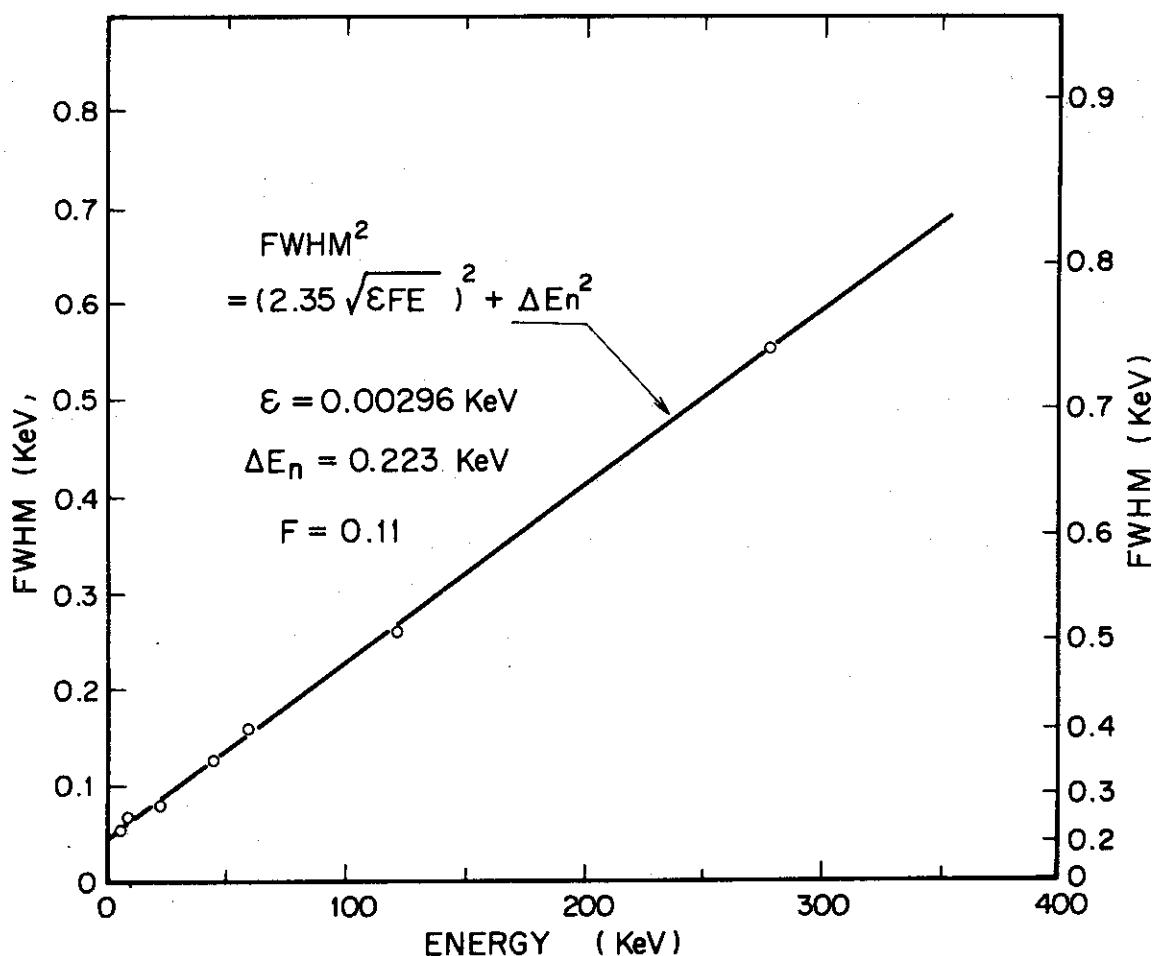


第24図 コンプトン散乱によるスペクトルの形状  
 $^{57}\text{Co}$ ,  $^{203}\text{Hg}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{54}\text{Mn}$ についての, 光電ピーク部  
 1カウントあたりのコンプトン散乱によるスペクトルの理  
 論値と実測値の比較

$^{137}\text{Cs}$ ,  $^{54}\text{Mn}$  の  $\gamma$  線について、光電ピークの計数量を基準としたコンプトン散乱スペクトルの計算値と実験値を示すが、両者は良く一致している。同図中、コンプトン連続スペクトルの低エネルギー部で、実験値が多少高めであるが、これはコリメータ部で散乱した  $\gamma$  線や自然放射能による影響と思われる。以上のことから軟X線制動放射X線スペクトルの測定においてコンプトン散乱スペクトルは、前述したモデルの解析により、十分その影響は補正除去できると結論できる。

### 5.5 エネルギー分解能

よく知られているように半導体検出器の分解能（普通半値全幅、FWHMで表わす）は、 $\text{FWHM}^2 = (2.35 \sqrt{\epsilon F E})^2 + \Delta E_n^2$  なる関係式で表わされる。ここで  $\epsilon$  は電子対を作るのに必要なエネルギー（Ge で 2.96 eV, Si で 3.6 eV）であり、F は Fano 係数、E は光子のエネルギー、 $\Delta E_n$  はエレクトロニクス系のノイズ等価エネルギーである。第 25 図に 8 keV から 280 keV までのエネルギーにおける Ge (I) 検出器のエネルギー分解能を示す。同図では横軸のエネルギーに対して、左の縦軸に FWHM の 2 乗を、右の縦軸に FWHM を目盛ってある。実測値はエネルギーと半値巾の 2 乗の比例関係に良く乗っており、これより Fano 係数が 0.11 と求まる。Fano 係数の理論値は 0.05<sup>20)</sup> とされており、これに近いほど、検出器の性能としてはすぐれている。今まで知られている Fano 係数で最も良い値としては 0.08 程度である。Ge (I) 検出器の形状がプレーナー型であることを考えると、充分良好な分解能が得られていると判断されよう。



第 25 図 入射光子エネルギーに対するエネルギー分解能依存性

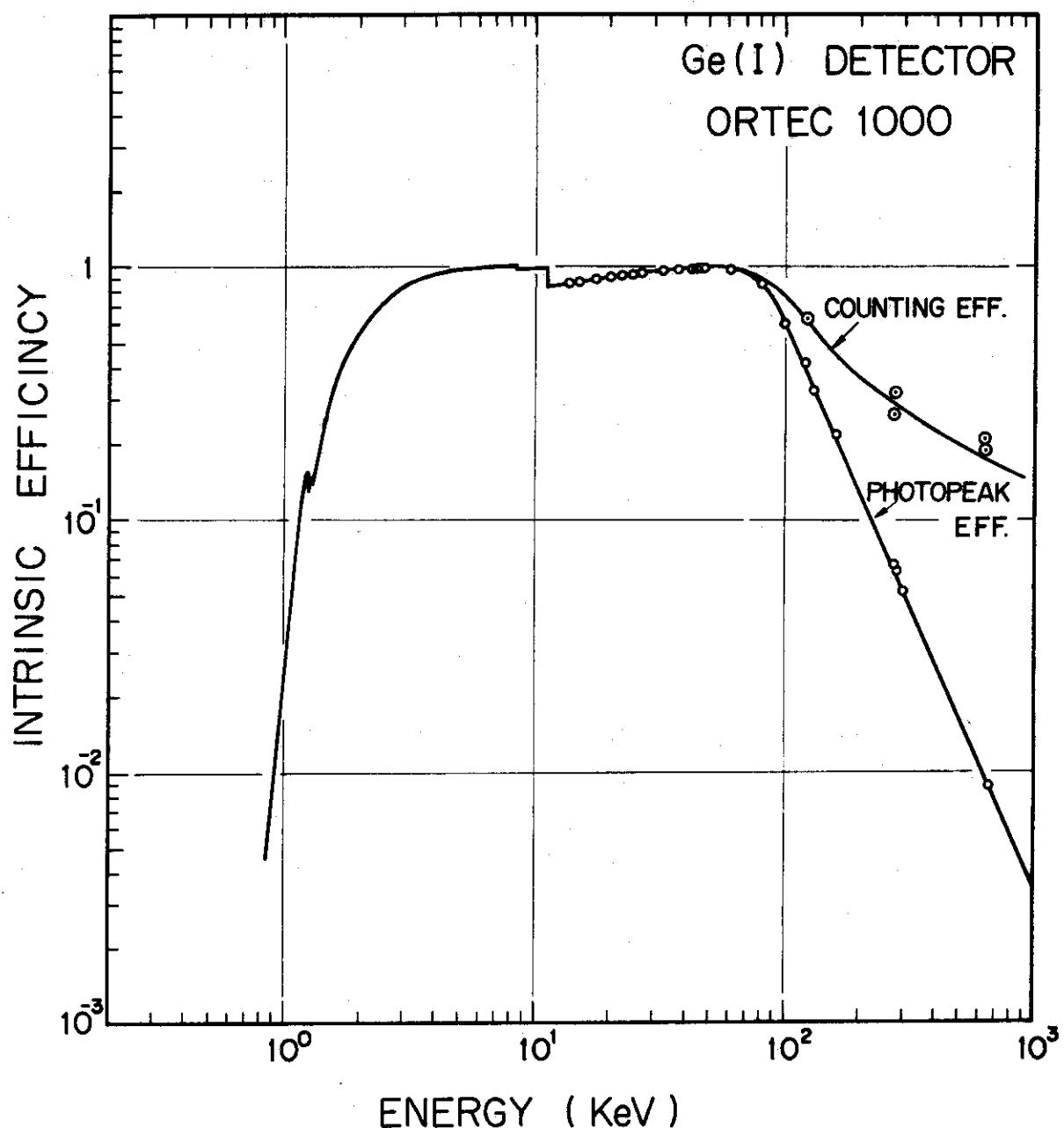
## 6 結 論

前節で行った議論に基づいて Ge(I) 検出器の較正値（総合的検出効率）を第 26 図に示す。また比較のために Si(Li) 検出器の較正値も第 27 図に示す。本報告での結論をまとめると以下になる。

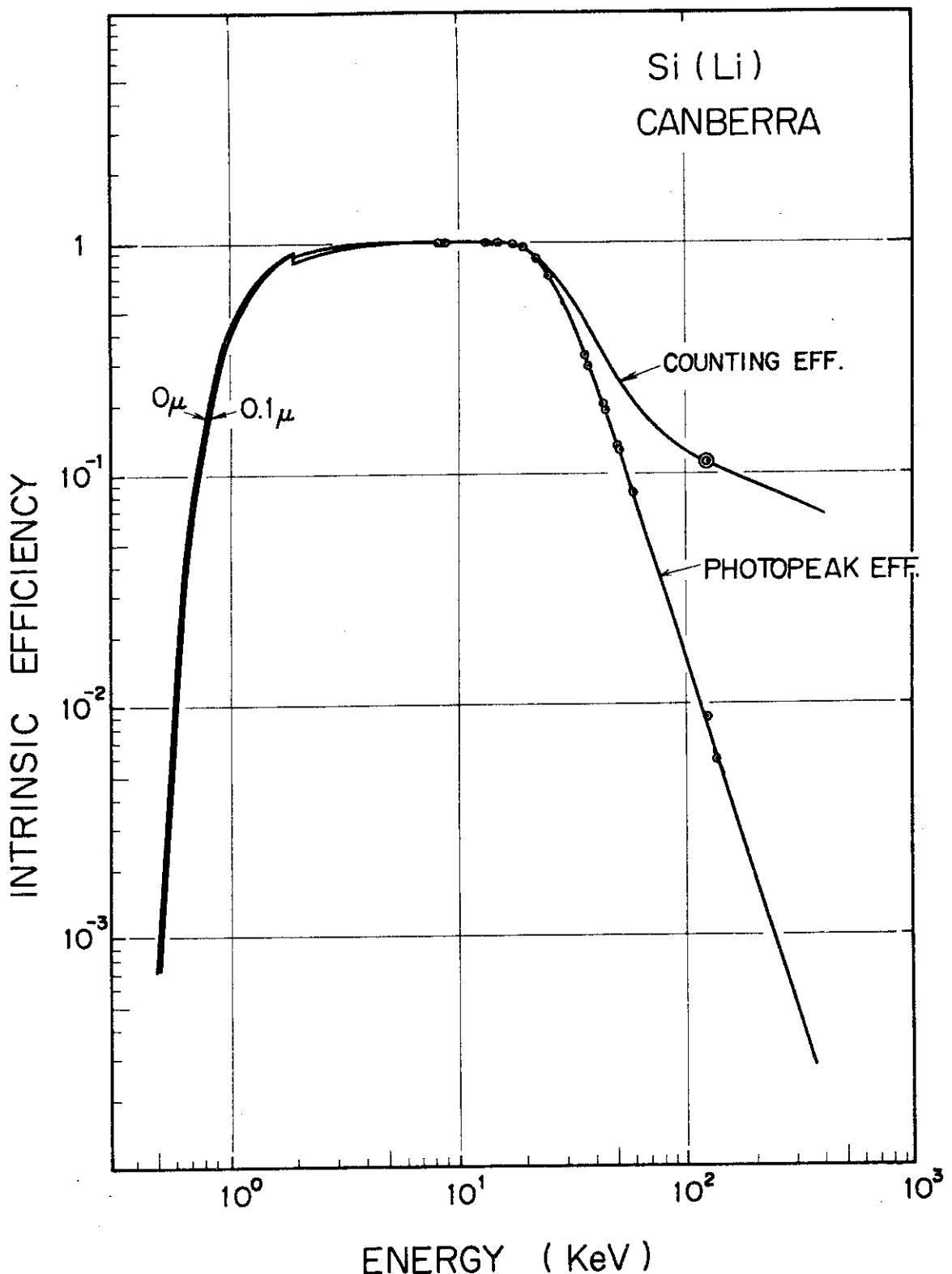
- (1) Ge(I) 検出器は Si(Li) 検出器と比較し、測定可能エネルギー幅が広い。例えば第 26, 27 図より Si(Li) 検出器の 600 eV ~ 55 keV に対して、Ge(I) 検出器では 900 eV (0.3 ミルのベリリウム箱に変えれば 700 eV) ~ 230 keV のエネルギー領域で使用可能である。<sup>※2</sup>
- (2) Ge(I) 検出器は 20 keV 以上の高エネルギー X 線の測定において、光電吸収効率が良いこと、コントン散乱による効果が少ないので、Si(Li) 検出器と比較してすぐれている。
- (3) (1) および(2) より、高温トカマクプラズマの軟 X 線計測において、制動放射 X 線より電子温度を求めようとする場合、電子温度が 2 ~ 3 keV 以上では Ge(I) 検出器の方が Si(Li) 検出器より有利であろう。また重金属イオンおよび逃走電子の測定に関しても、Ge(I) 検出器の有効性が示唆される。
- (4) Ge を使った検出器は、従来、半導体不感層が厚く、これが大きな欠点になっていたが、検出器の技術的進歩で、約 0.06 μ 程度のものが製作されていることを本報告で確認した。この不感層が 5 μ から 0.06 μ に減少したこと、第 28 図に示すように最低検出エネルギーレベルが 2 keV から 900 eV まで減ずることが分かる。同図は半導体不感層を 0 ~ 5 μ とした時の検出効率の変化を示したものである。
- (5) 制動放射 X 線のような連続した X 線スペクトルの測定において問題となるエスケープピークやコントン散乱スペクトルについては充分精度良く補正を行うことが可能である。
- (6) この検出器のエネルギー分解能および Fano 係数は高温プラズマ計測用として充分である。
- (7) 今後に残された問題として、2 keV 以下のエネルギー領域で検出器入射部の透過率を実測する必要がある。

---

※2 測定可能エネルギー幅は X 線の測定目的によるがここでは軟 X 線スペクトル計測を想定して、光電吸収の検出効率が下限については 1 %、上限については 10 % 以上の範囲を言う。エネルギー分解能を必要としない計測に対しては、計数効率 (counting efficiency) を問題とすれば良いので、有効エネルギー域の上限はさらに延びる。

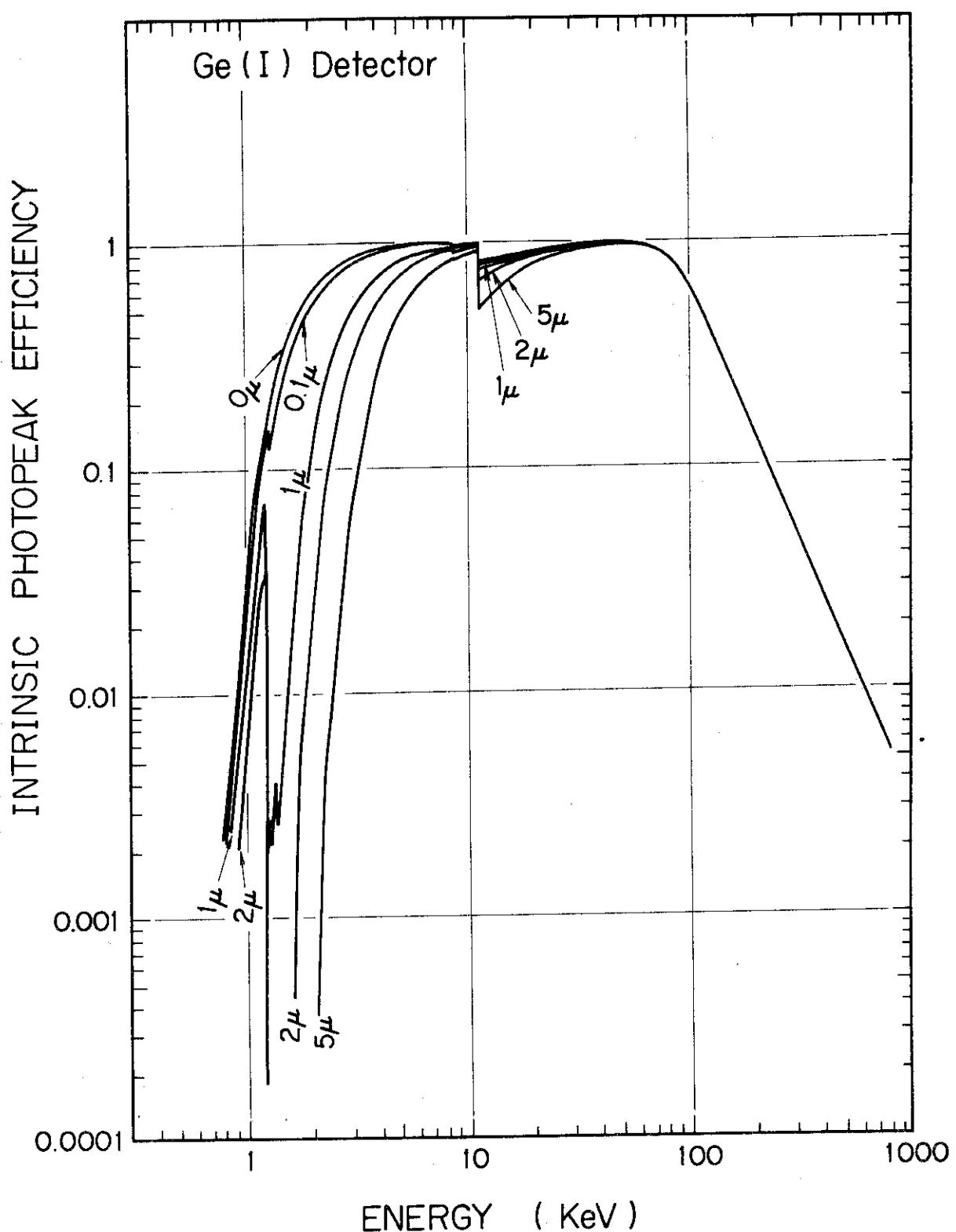


第26図 Ge(I)検出器の較正値（総合的検出効率）



第27図 Si (Li) 検出器の較正値（総合的検出効率）

この Si (Li) 検出器の仕様は、Si 結晶寸法  $6 \text{ mm} \phi \times 3 \text{ mm}^t$ 、検出器入射窓  $8 \mu\text{m}$  ベリリウム箔、表面障壁層不明（計算上は  $200 \text{ Å}$  の金とした）、半導体不感層不明（ここでは  $0 \mu$  と  $0.1 \mu$  について計算した）である



第28図 Ge不感層の厚さの違いによる検出効率の変化

## 謝 辞

種々の議論・助言をして下さった当研究部プラズマ計測グループの諸氏、データ処理装置の使用で助言・指導をしていただいた荘司昭郎氏、データ整理や計算を手伝っていただいた特別研究生板垣時良氏（現大型トカマク開発部）、JFT-2aでの実験で御助力して下さった当研究部JFT-2aグループの山本新氏をはじめ同グループの諸氏、装置技術管理室の諸氏、Si(Li)検出器を貸して下さった当研究部JFT-2グループの鈴木紀男氏に感謝します。また有益な助言と指導をして下さった当研究部プラズマ研究室田中正俊室長、当研究部森茂部長に感謝いたします。

## 参考文献

- 1) N. Fujisawa et al.: Proceedings of the Fifth International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, November 1974, Tokyo (IAEA, Vienna, 1975) vol. 1, p.3.
- 2a) M. Yoshikawa et al.: ibid, vol.1, p.17.
- 2b) Y. Shimomura et al.: JAERI-M 6102 (April 1975).
- 2c) Y. Shimomura et al.: to be published in Phys. of Fluids.
- 3) 例えば, T. F. Stratton: Plasma Diagnostic Techniques, edited by R. H. Huddlestone and S. L. Leonard (Academic Press, New York and London 1965) Chap. 8, p. 359.
- 4) S. von Goeler et al.: MATT-1060 (July, 1974).
- 5) 例えば, 森: 日本物理学会誌 30 719 (1975).
- 6) E. Hinov: MATT-1240 (May 1976), MATT-1024 (January 1974), MATT-1022 (February 1974), N. Bretz et al.: MATT-1077 (October 1974), Proceedings of the Fifth International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, November 1974, Tokyo (IAEA, Vienna, 1975) vol.1, p.55.
- 7) R. J. Speer: Space Science Instrumentation (February 1976), 森ら: 日本原子力研究所委託調査 (昭51年3月).
- 8) 例えば, J. E. Eberharat et al.: Appl. Phys. Letters 17 427 (1970).
- 9) S. von Goeler et al.: MATT-1081, Nuclear Fusion 15 301 (1975).
- 10) JFT-2 group: private communication.
- 11) 森ら: 臨界プラズマ試験装置設計報告 I (1973)  
田村ら: 同報告 II (1974)
- 12) B. Rosner and D. Gur: Nuclear Instum. Methods, 111 577 (1973).
- 13) 的場ら: 日本物理学会講演 (第31回年会, 1976年4月, 名大, 5aJ-12).
- 14) 荘司ら: 核融合研究 vol. 34 (別冊, その2) p. 75.
- 15) 日本アイソトープ編: アイソトープ便覧 (丸善, 1970) p. 81.
- 16) W. H. McMaster, et al.: UCRL Report 50174.
- 17) J. M. Palms et al.: IEEE TRANS 16 36 (1969).
- 18) 例えば, 石森編: 原子炉工学講座 1, 原子核工学基礎 (培風館, 1972) p. 135.
- 19) P. Axel: Brookhaven National Laboratory Report, BNL 271 (September 1953).
- 20) H. R. Zulliger: J. Appl. Phys. 42 5570 (1970).