

JAERI-M  
5000

Si(Li)検出器とその核分光学への応用

1972年10月

石井三彦

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

Si(Li)検出器とその核分光学への応用

日本原子力研究所東海研究所物理部

石井三彦

(1972年9月11日受理)

この論文は、Si(Li)検出器を実験に使用したいと思う研究者に、それに関する基礎知識を提供することを目的に書かれている。第1章で放射線と物質との相互作用と、半導体の性質および半導体検出器の特性について簡単に説明する。第2章でSi(Li)検出器の簡単な製作方法を述べる。よいエネルギー分解能の検出器系を得るためには、増巾器の雑音を減少させる必要がある。第3章において増巾器の雑音を解析し、それを減少させる具体的な方法を示す。最後にSi(Li)検出器の核分光学への応用について論じ、新しい応用例として、ベータ崩壊に続いて放出される内部変換電子を観測するために考案された方法を紹介する。

Si(Li) Detectors and their Applications  
in Nuclear Spectroscopy

Mitsuhiko ISHII

Division of Physics, Tokai, JAERI

(Received September 11, 1972)

This report is intended as background information for workers who will use Si(Li) detectors in their experiments. The first chapter contains an outline of the interaction of radiations with matter and a brief description of the properties of semiconductor crystals and detectors. In the second chapter a simple technique of fabricating Si(Li) detectors is described. We then consider the problems associated with obtaining good energy resolution in detector systems. In the final chapter, we discuss applications of Si(Li) detectors in nuclear spectroscopy and also report a new method for detection of internal conversion electrons following the beta-decay.

## 目 次

序 論 .....	1
1. 半導体検出器概論 .....	3
2. Si(Li) 検出器の製作 .....	28
3. 増巾器 .....	43
4. Si(Li) 検出器の核分光学への応用 .....	60
謝 辞 .....	77

## CONTENTS

Introduction .....	1
1. Elements of semiconductor detectors .....	3
2. Fabrication of Si(Li) detectors .....	28
3. Amplifiers .....	43
4. Applications of Si(Li) detectors in nuclear spectroscopy .....	60
Acknowledgement .....	77

## 序 論

この十年間における半導体検出器の進歩は著しい。すでにそれは、従来の検出器——気体検出器、シンチレーション・カウンター、磁気分析器等——と同等あるいはそれ以上の貢献を核物理に対しておこなった。そしていまでは、半導体検出器はもつとも重要で便利な検出器の一つになった。

このような急速な進歩は、主に二つの理由による。その一つの理由は、半導体検出器が出現する以前に、その前身ともいべき結晶カウンター<sup>1)</sup>が研究されていたことである。多くの人が、固体を用いて電離箱と同じ原理に基づく検出器を開発しようと試みた。もしこのような検出器が実現されると、固体は気体と比較して $\gamma$ 線に対する阻止能が大きいので、効率よく $\gamma$ 線を検出することができ、またより小さな薄い検出器で荷電粒子を検出することが可能になる。いまだに実用性のある結晶カウンターは完成されていないが、固体電離箱型検出器の作動機構と、実用的な検出器として働くために結晶が満たさねばならぬ必要条件が明確にされた。

第二の理由は、第二次大戦後の Shockley, Bardeen, Brattain による接合型ダイオードの整流作用の解明と、トランジスターの発明により半導体に関する物理と技術が飛躍的に発展したことである。その後、いろいろな型式のダイオードやトランジスターが開発され、市販されるに至った。それに伴い大量のゲルマニウムやシリコンの単結晶が生産され、純度と結晶の完全度において良質で大きな結晶が入手可能になった。

当然、半導体単結晶も結晶カウンターの対象として検討された。ゲルマニウムやシリコンの単結晶は長いキャリア寿命と大きなキャリア易動度をもつ。さらにそれらにおいては、イオン対を作るのに要する平均エネルギーが小さく、格子欠陥が少い。このような特性は、結晶カウンター用の素材が満たさねばならないほとんど全ての条件を満たしている。唯一の欠点は、半導体なるがゆえに、比抵抗が余り大きくないことである。したがって、電極を接着して信号を電気的にとりだす結晶カウンターとして使用したとき、大きな電流が流れ、雑音が大きい。この困難は、半導体の中に p-n 接合を形成することによつて克服された<sup>2)</sup>。p-n 接合に逆バイアスを加えると、その接合部分に空間電荷領域が生じる。そのとき接合を横切つて流れる電流は、空間電荷領域でのキャリアの生成消滅のサイクルによつて決定され、おおよそ、その部分に含まれるキャリアの量をキャリア寿命で割つたものに等しい。空間電荷領域の電子やホール密度は、接合を形成していない半導体のそれに比して非常に小さい。それゆえ、逆バイアスされた接合を流れる電流も非常に小さい。このようにして“半導体”である欠点が解消され、いわゆる半導体検出器が誕生した。

p-n 型検出器の有効な厚さは、空間電荷領域の厚さで決る。通常それは高々 1mm 程度であるので、接合型検出器は、主として重い荷電粒子の検出に使用される。高純度シリコンあるいはゲルマニウム単結晶を用いて厚い空間電荷領域を作り、大きな飛程の荷電粒子や $\gamma$ 線の検出を行うという努力は、現在もなお続けられている。<sup>3, 4)</sup>

半導体検出器の有効体積を増加させることは、Pell<sup>5)</sup>が発見した リシウム・イオンでアクセプタの働きを補償する方法を、p-n 接合に応用することによつて達成された<sup>6)</sup>。リシウ

ム・イオンは、シリコンあるいはゲルマニウム単結晶中で、アクセプタ原子と対を作り、アクセプタとしての働きを相殺する。しかもリシウム・イオンは、これらの単結晶中に電場が存在すると適度の速さで動き得る。このことを利用して厚い真性半導体を p-n 接合間に形成することができる。ゲルマニウムはシリコンと比較して原子番号が大きいため、 $\gamma$ 線に対する大きな阻止能をもち、 $\gamma$ 線検出器の素材としてすぐれている。事実、Ge(Li) 検出器は、 $\gamma$ 線検出器として大成功を収めた。

一方、Si(Li) 検出器は、Ge(Li) 検出器と比べて、その性能を十分に発揮しているとは云いがたい。これは、Ge(Li) 検出器が、ひとたび検出方法が確立されれば、観測しやすい  $\gamma$  線遷移を対象にしているのに対して、Si(Li) 検出器は多くの現象を対象とし、各々の実験に付随する特有の条件を満さねばならぬ点にある。今後、重イオン反応等の研究が進展するにつれて、ますます X線や大きな飛程をもつ荷電粒子用検出器としての Si(Li) 検出器の需要が高まるであろう。現在では、研究者自身の手で実験に適した形状と性能をもつ Si(Li) 検出器を、低廉かつ容易に製作することができる。それゆえ近い将来において、Si(Li) 検出器は広い分野でその真価を発揮するであろう。

この論文では、Si(Li) 検出器を使用する上で必要な知識と、その核分光学への応用について述べる。あわせて著者とその共同研究者によつて開発された、簡単でしかも成功率の高い Si(Li) 検出器の製作方法と、その核分光学への新しい応用を紹介する。

# 1. 半導体検出器概論

この章の1.1節と1.2節で、全ての低エネルギー放射線検出器が準拠するところの光子および荷電粒子と物質との相互作用を要約しておく。1.3節において、半導体と半導体検出器に関する基本的知識について述べる。

## 1.1 光子と物質との相互作用

光子が物質中を通過するとき、光電効果、電子との散乱、電子および原子核のクーロン場での電子・陽電子対生成が起る。通常、原子核による光子の吸収と散乱は、電子によるそれらと比較して十分に小さい。あるエネルギーをもつ光子が、厚さ  $x$  cm の物質を通過するときの透過率は、そのエネルギーに対する光電効果、電子との散乱、そして対生成の断面積が判ると計算することができる。それぞれの対応する断面積を  $\phi_{\text{photo}}$ 、 $\phi_{\text{scatt}}$ 、 $\phi_{\text{pair}}$  とし、 $1 \text{ cm}^3$  当りの原子数を  $n$  とすると、透過率は、

$$\exp[-nx(\phi_{\text{photo}} + \phi_{\text{scatt}} + \phi_{\text{pair}})]$$

で与えられる。これらの断面積の導き方と詳しい考察は Ref. 7, 8, 9 にゆずり、ここで述べる内容は、それぞれの大きさを必要に応じて概算できる程度の内容にとどめる。断面積の数値に関しては、Storm 等<sup>10)</sup> が原子番号 1 から 100 までの原子について詳しく計算した。半導体検出器の材料として、もつともよく使用されているシリコンとゲルマニウムの減衰係数をこの論文から引用して Fig. 1 と 2 に図示しておく。

なお、1.1節と1.2節では、断面積の式を  $h=c=1$  の自然単位系を用いて表わす。

### 1.1.1 光電効果

原子の中に拘束されている電子が、光子の全エネルギーを吸収し、原子の外部に放出されることを光電効果という。光子が吸収されるときには、その運動量が保存されねばならぬので、第三の粒子が必要である。それゆえ、自由電子は光子を吸収することはできない。

光電効果により、原子番号  $Z$  の原子から  $K$  殻電子が放出される断面積は、非相対論的近似において

$$\phi_{\text{photo}} = \phi_0 Z^5 \alpha^4 2^{\frac{5}{2}} \left(\frac{m}{k}\right)^{\frac{7}{2}} f(\xi)$$

で与えられる<sup>11)</sup>。ここで

$m$  = 電子の質量

$k$  = 光子のエネルギー

$\phi_0$  = 全トムソン断面積

$$= \frac{8}{3} \pi \frac{e^2}{m c^2}$$

$$= 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$$

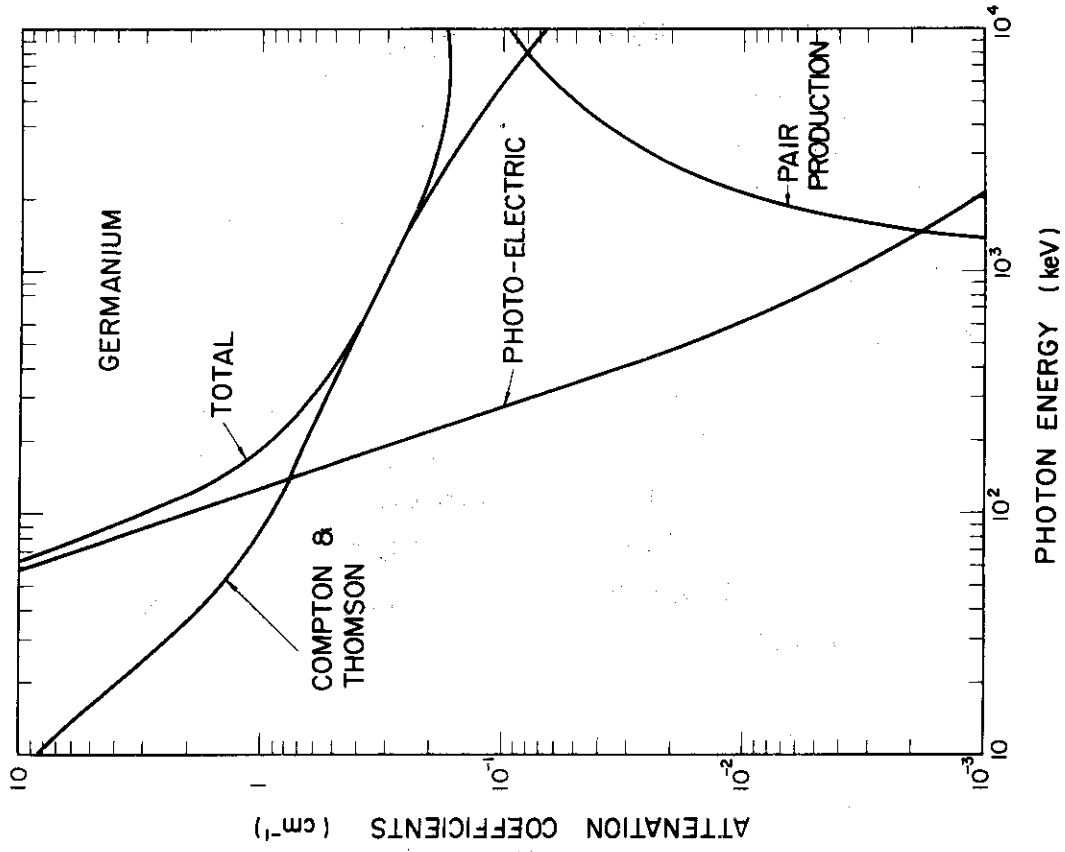


Fig.2 Photon attenuation in germanium.

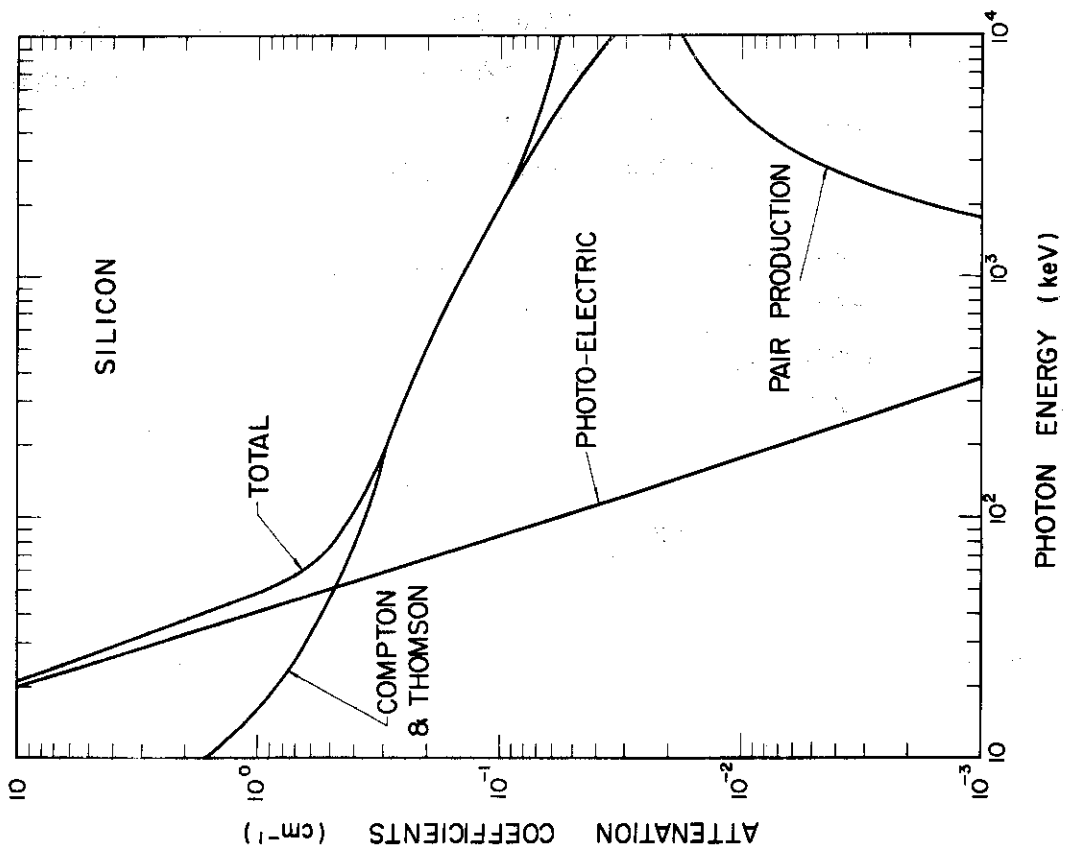


Fig.1 Photon attenuation in silicon.



$\alpha$  = 微細構造定数

$$= \frac{e^2}{hc} = \frac{1}{137}$$

である。 $f(\xi)$  は  $I_K$  を K 殻電子の電離ポテンシャルとしたとき、パラメーター

$$\xi = \sqrt{\frac{I_K}{k - I_K}}$$

のある函数である。 $f(\xi)$  は、K 吸収端でのみ大きく変動し、次のような値をとる。

$$\begin{aligned} f(\xi) &\rightarrow 0.12 & (\xi \rightarrow \infty) \\ &= 0.66 & \xi = \frac{1}{7} \\ &= 1 & \xi = 0 \end{aligned}$$

$k \gg m$  の高エネルギー光子に対しては、

$$\phi_{\text{photo}} = \frac{3}{2} \phi_0 \alpha^4 Z^5 \frac{m}{k}$$

$$= \frac{3}{2} \phi_0 \alpha^2 Z^3 \frac{I_K}{k}$$

と近似することができる<sup>12)</sup>。最後の式は非相対論的な K 殻電子の結合エネルギー  $I_K = \frac{Z^2}{2} \alpha^2 m$  を用いて書き換えたものである。

その他の L, M, ... 殻電子に対する光電効果は、エネルギーの大きい場合の式から評価することができる。各々の殻で光電効果にもつとも大きく寄与する電子は s 電子である。結合エネルギー  $I'$  の s 電子の断面積は、1 の大きさの因子は別として、本質的には上記の式の  $I_K$  を  $I'$  で置換することによつて求めることができる。p, d 電子による光電効果は、s 電子と比べて、それぞれさらに  $I'/k$ ,  $(I'/k)^2$  だけ小さい。それゆえ L 殻電子に対する断面積と K 殻電子のそれとの比は、約  $I'/I_K$  になる。このことは White によつて計算された  $(\phi_K + \phi_L + \phi_M)/\phi_K$  の値<sup>13)</sup> をよく説明する。

### 1.1.2 電子による光子の散乱

光子の散乱は、主として電子によるコンプトン効果とトムソン散乱によつておこる。前者は光子を粒子と考えた場合の電子との散乱であり、後者は光波としての散乱であるといえる。

Z 箇の電子を含む原子による微分散乱断面積は、

$$d\phi_{\text{scatt}} = Z d\phi_{K-N} \cdot S + F d\phi_{\text{Thomson}}$$

で与えられる。 $d\phi_{K-N}$  は、Klein と Nishina によつて導かれた微分コンプトン散乱断面積であり、 $d\phi_{\text{Thomson}}$  はトムソン散乱の断面積である。非弾性散乱係数 S と原子構造因子 F とは

$$S = \left( 1 - \frac{1}{Z} \sum_{n=1}^Z f_n^2 - C \right)$$

$$F = \left( \sum_{n=1}^Z f_n \right)^2$$

で与えられる。 $f_n$  は、原子の中に分布している電子による散乱振巾と、質点としての電子のそれとの比である。トムソン散乱は、弾性散乱なので干渉性がある。Fは、この事実を考慮して、散乱振巾を加算したものである。コンプトン散乱は非干渉性であり、また、電子が原子に拘束されている場合には、全ての終状態が許容されるとは限らない。係数Sはこれらの点を補正するものである。原子の大きさと比較して十分に小さな波長の光子は、相殺するような位相でトムソン散乱を起すので、 $f_n$  が零に近づく。干渉性が失われる光子の波長の目安として、第一ボーア半径

$$\frac{h^2}{m e^2 Z} = 0.529 \times 10^{-8} / Z \text{ cm}$$

をとると、これに対応するエネルギーは、 $23.4 Z \text{ keV}$  となる。 $f_n$  を計算するためには、原子中の電子の分布を知る必要がある。普通、トーマス・フェルミ分布を仮定して  $f_n$  を計算する。

コンプトン散乱に対するクライン・仁科の公式<sup>14)</sup>は、

$$d\phi_{K-N} = d\Omega \frac{3}{16\pi} \phi_0 \left( \frac{k'}{k} \right)^2 \left( \frac{k'}{k} + \frac{k}{k'} - \sin^2 \theta \right)$$

である。ここで、 $k, k'$  は、それぞれ散乱前後の光子のエネルギーである。光子を粒子と考えた場合の運動学から、両者の間に次のような関係が求まる。

$$k'/m = \frac{k/m}{1 + (1 - \cos \theta) k/m}$$

全断面積は、光子エネルギーが、十分に小さい場合と大きい場合に対して、それぞれ、

$$\phi_{K-N} / \phi_0 = 1 - 2 \frac{k}{m} + \frac{26}{5} \left( \frac{k}{m} \right)^2 \quad \frac{k}{m} \ll 1$$

$$\phi_{K-N} / \phi_0 = \frac{3}{8} \frac{m}{k} \left( \log \frac{2k}{m} + \frac{1}{2} \right) \quad \frac{k}{m} \gg 1$$

と近似することができる<sup>15)</sup>。

トムソン散乱の断面積は、クライン・仁科の式において形式的に  $k' = k$  とおくことによつて得られる。

$$d\phi_{\text{Thomson}} = d\Omega \frac{3}{16\pi} \phi_0 (1 + \cos^2\theta)$$

全断面積は、この式を積分することにより  $\phi_0$  となることがわかる。

### 1.1.3 電子-陽電子対生成

$\gamma$ 線のエネルギーが電子の静止エネルギーの2倍をこえると、一对の電子と陽電子が生成可能になる。そのとき、 $(k-2m)$ のエネルギーは、電子と陽電子の運動エネルギーとして両者に賦与される。対生成の断面積は Bethe と Heitler<sup>16)</sup>によつて求められた。Hough<sup>17)</sup>は、微分断面積の近似式を導き、全断面積に対して次のような結果を得た。

$$\frac{\phi}{\bar{\phi}} = \frac{2\pi}{3} \left( \frac{k-2m}{k} \right)^3 \quad \frac{k}{m} \lesssim 3$$

$$\frac{\phi}{\bar{\phi}} = \frac{28}{9} \log \frac{2k}{m} - \frac{218}{27} + \frac{6.45}{k} m \quad 1 \ll \frac{k}{m} \ll \frac{1.37}{Z^{1/3}}$$

ここで、

$$\begin{aligned} \bar{\phi} &= \frac{Z^2 \alpha e^2}{m c^2} \\ &= Z^2 \times 5.793 \times 10^{-28} \text{ cm}^2 \end{aligned}$$

である。

### 1.2 荷電粒子のエネルギー損失<sup>18)</sup>

荷電粒子が物質中を通過するとき、主に電子との非弾性散乱によりそのエネルギーと運動量を失う。非弾性散乱は、荷電粒子の接近による原子の励起や電離に起因する。原子番号  $Z$  の原子を単位体積当りに  $N$  箇含むとすると、電荷  $ze$ 、質量  $M$  の重い荷電粒子の平均エネルギー損失は、 $E$  を運動エネルギーとして

$$-\frac{dE}{dx} = NZ\phi_0 m z^2 \frac{3M}{4E} \log \frac{4Em}{IM}$$

で与えられる<sup>19)</sup>。ここで  $I$  は、電子を励起するのに要する平均エネルギーである。平均励起エネルギーは近似的に原子番号に比例する。一方、低速の電子のエネルギー損失は、同種粒子間での衝突であることを考慮することにより、

$$-\frac{dE}{dx} = NZ\phi_0 m \frac{3m}{4E} \left[ \log \frac{E}{I\sqrt{2}} + \frac{1}{2} \right]$$

となる<sup>19)</sup>。 $E \gg m$  の高エネルギー領域においては、

$$-\frac{dE}{dx} = N Z \phi_0 m \frac{3}{4} \log \frac{(E+m)^2}{2 I^2 m}$$

と近似することができる<sup>19)</sup>。

荷電粒子のエネルギー損失は、低エネルギー領域では、エネルギー増加と共に減少する。相対論的取扱いを必要とする高速の荷電粒子は、 $\log(E+m)$ に比例して運動エネルギーを失う。それゆえ荷電粒子は、その静止エネルギーと同程度の大きさの運動エネルギーをもつときに、もつともエネルギーを失い難い。

重い荷電粒子の飛程は、その運動量が大きいので直線的である。その平均値は、

$$\int_0^E \frac{dE}{\left(\frac{dE}{dx}\right)}$$

で求めることができる。陽子のシリコンとゲルマニウム中での平均飛程を、Fig. 3 に示しておく。電子の飛程は、その質量が小さいため直線とはならない。しかし、上記の積分値は電子の平均飛程と呼ばれ、物質中での電子の散乱を取扱い際の、重要なパラミターである。シリコン中での電子の平均飛程の値をRef. 20 からTable. 1に引用しておく。

Table 1  
Mean range of electrons in silicon

Energy (MeV)	$r_0$ (mm)
5.00	12.7
4.00	10.3
3.00	7.68
2.00	5.02
1.50	3.67
1.00	2.29
0.80	1.74
0.60	1.20
0.50	0.936
0.40	0.687
0.30	0.451
0.25	0.341
0.20	0.242
0.15	0.152

電子のエネルギーが数MeVに達すると、制動輻射によるエネルギー損失が無視できない大

きさになる。その値は

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Brems}} = N(E+m)\phi_{\text{rad}}$$

で与えられる<sup>21)</sup>。低速と光速に近づいた両極限の場合には、それぞれ、

$$\phi_{\text{rad}} = \frac{16}{3} \bar{\phi}$$

$$\phi_{\text{rad}} = 4 \left\{ \log \frac{2(E+m)}{m} - \frac{1}{3} \right\} \bar{\phi}$$

となる<sup>21)</sup>。ここで $\bar{\phi}$ は対生成の式に現れるものと同じ量であり、

$$\bar{\phi} = 5.793 \times 10^{-28} Z^2 \text{ cm}^2$$

である。

電子の制動輻射によるエネルギー損失が、非弾性衝突によるそれと同程度になる運動エネルギーは、各々の相対論的近似式を比較することにより求めることができる。両者の比は、 $\log E$ を含む項の除算を、適当な大きさの定数で近似することにより、

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{Brems.}}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{coll}}} = \frac{(E+m)}{1600m} Z$$

で与えられる<sup>22)</sup>。この式から、制動輻射による効果が、非弾性衝突によるエネルギー損失より大きくなるのは、約50 MeVであることが判る。

### 1.3 半導体と半導体検出器

#### 1.3.1 半導体<sup>23,24,25)</sup>

半導体の性質をシリコンを例にとつて説明する。原子中の電子の軌道を慣例にしたがつて表示すると、シリコン原子の電子配置は $[(1s)^2][(2s)^2(2p)^6](3s)^2(3p)^2$ と表わすことができる。最初の大括弧はK殻であり、二番目のそれはL殻である。ともに閉殻を形成している。M殻に属する状態は、4箇の電子により部分的に埋められているにすぎない。Fig. 4はこのような配置を图示したものである。N箇のシリコン原子をダイヤモンド構造に規則的に並べて、その原子間隔を狭めてみよう。原子が接近するにつれて、各原子のM殻に属する電子と周囲の原子との間に相互作用が生じ、M軌道の縮退がとける。そしてFig. 5に示すように2N箇の3s電子は、それらが稠密に分布するエネルギー帯を形成する。同様に3p軌道の縮退がとけて、6N状態を含むエネルギー帯が作られる。K, L殻に属する電子は、十分に強く結合されているので、このような相互作用によつてほとんど影響を受けない。さらに原子間隔を小さくすると、各電子の軌道の重なりが大きくなつて、ある電子が特定の原子に属

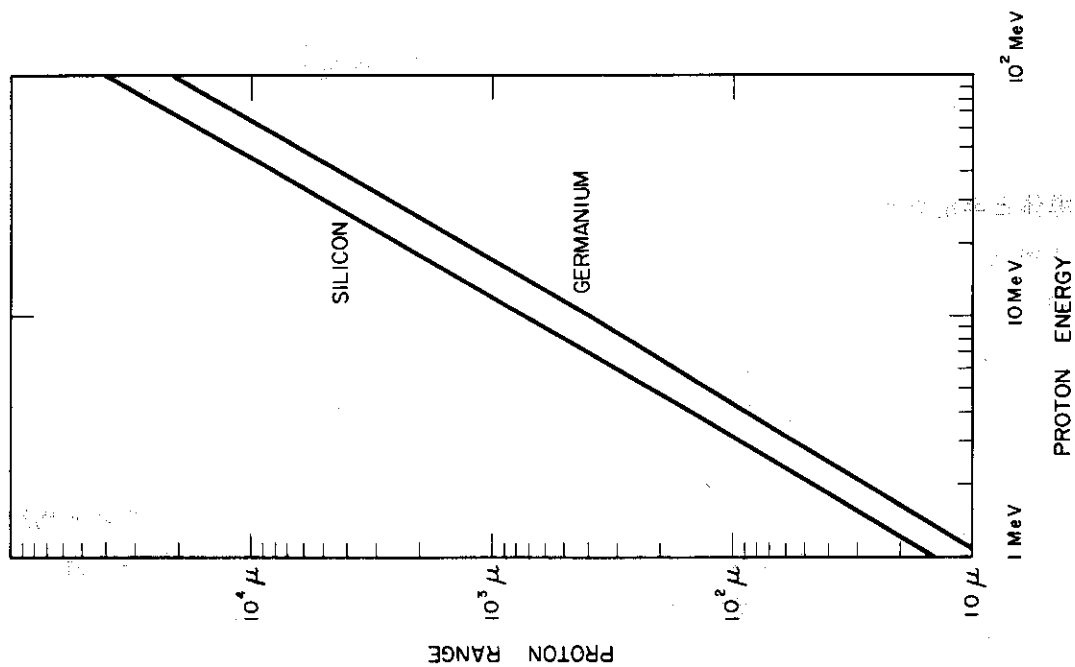


Fig. 3 Proton ranges in silicon and germanium. These are obtained by means of interpolation from the ranges in aluminium, copper and silver shown in ref. 8).

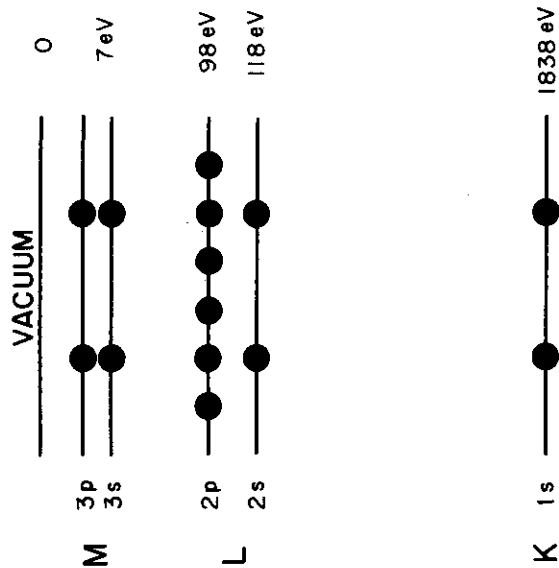


Fig. 4 Electronic configuration of silicon.

するということは無意味になる。これに伴い  $3s, 3p$  状態に対応するエネルギー帯の中が拡がり、ついには交叉する。最近接原子との間隔が  $2.35 \text{ \AA}$  となると、エネルギー帯は、ふたたび二組のグループに分離する。エネルギーの低い位置にある帯は、 $4N$  状態を含み、丁度、 $4N$  箇の電子によつて占有されている。このエネルギー帯は価電子帯とよばれる。上のエネルギー帯も  $4N$  状態から成り、伝導帯を形成する。両者の間には、全然エネルギー準位を含まない  $1.2 \text{ eV}$  の禁止帯が存在する。禁止帯の存在とその中は、物質の種類に依存する。絶縁物は  $5 \sim 10 \text{ eV}$  の中の禁止帯をもつ。金属には禁止帯は存在せず、エネルギー帯は部分的に電子によつて占められているか、あるいは満されているエネルギー帯が、他の空のエネルギー帯とエネルギー的に交叉している。

完全にシリコン原子のみからなる単結晶は、シリコンの真性半導体とよばれる。真性半導体の伝導帯には、熱励起によつて価電子帯からたたき上げられた少数の電子が存在する。一方、価電子帯には伝導電子と同数のホールが残され、それらは正の電荷をもつた粒子と同等の振舞をする。半導体の電気的な性質は、このような電子とホール、すなわちキャリアの運動によつて決定される。熱励起によつて作られた電子は、結晶中でホールと再結合するまで動き続ける。シリコン真性半導体の電子濃度  $n_i$  とホール濃度  $p_i$  との積は、

$$n_i p_i = n_i^2 = 1.5 \times 10^{33} T^3 \exp\left(\frac{-1.21}{k T}\right) \text{ cm}^{-6}$$

$$k = 8.62 \times 10^{-5} \text{ eV}/^\circ\text{K}$$

で与えられる。Fig. 6 は、シリコンとゲルマニウムの真性半導体における電子濃度を、温度の函数として表示したものである。真性半導体では、電子の濃度が温度と共に急激に減少すること、高い温度領域を除いて、シリコン中のキャリア濃度が、ゲルマニウム中のそれよりも三桁以上も小さいことを指摘しておく。これらの事実は、シリコンおよびゲルマニウム検出器の特性に重要な影響をおよぼす。

### 1.3.2 不純物半導体 (23, 24, 25)

シリコン真性半導体の中で、あるシリコン原子を第5族の原子で置換してみよう。簡単のためにその原子を磷とする。単独の磷原子は、KとL閉殻の外に  $(3s)^2(3p)^3$  の電子配置をもつ。磷の  $3s$  と  $3p$  の軌道に属する電子の波動函数は、シリコンのそれと類似している。このためシリコン結晶中での磷原子の準位は、およそ、シリコン単結晶のエネルギー帯と一致する。 $4$  箇の状態は、価電子帯の中に埋没しており、それらは  $4$  箇の電子によつて満されている。残りの  $1$  箇の電子は、Fig. 7 (a)に示すような伝導体の下端に近接する準位を占める。この電子は、 $1$  箇の磷イオンのクーロン場の中に拘束されている。電子がこの電場をのがれて、他の原子の囲りを運動することになるならば、この電子は伝導帯にあるということが出来る。したがつて、磷の第5番目の電子が占める準位と伝導帯とのエネルギー差は、その電子の磷イオンに対する結合エネルギーに等しい。電子は、 $1$  箇の磷イオンを中心に、シリコンと同じ誘電率をもつ媒質中を運動しているものと考えることが出来る。水素原子との対応から、この電子の結合エネルギーは、

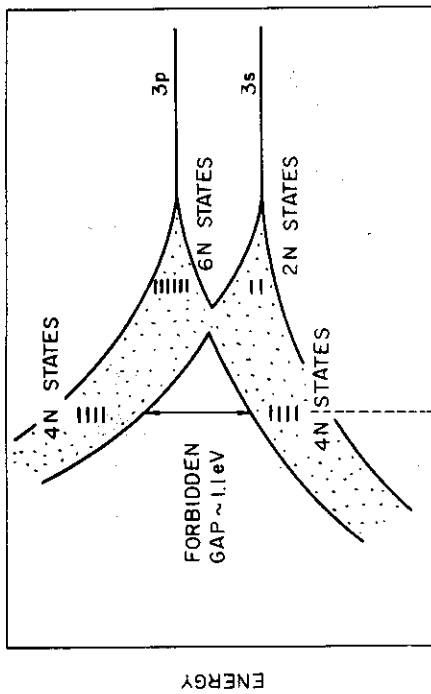


Fig.5 3s and 3p states for silicon.

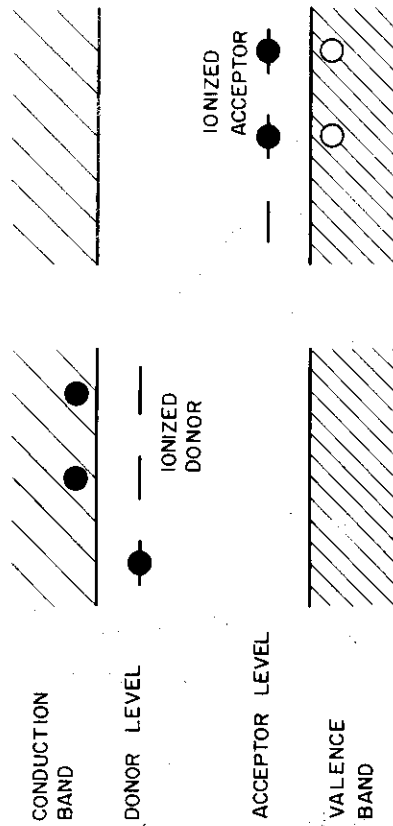


Fig.6 Intrinsic carrier concentrations in silicon and germanium as functions of  $1/T$ .

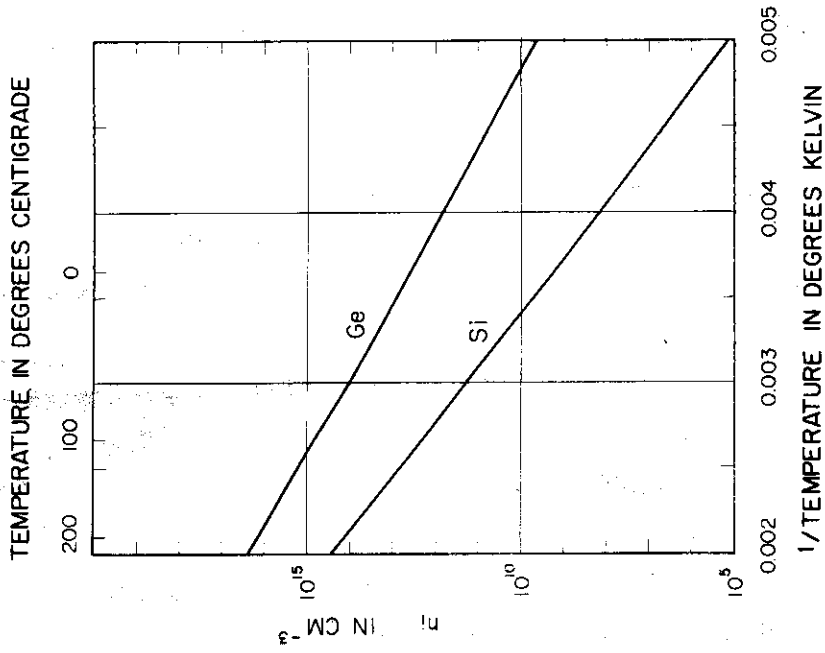


Fig.7 Energy levels for (a) donors and (b) acceptors.



$$13.6 \text{ eV} \times \frac{1}{(11.8)^2} = 0.098 \text{ eV}$$

となり、またその第1ボア半径は、

$$0.529 \text{ \AA} \times 11.8 = 6.2 \text{ \AA}$$

になる。ここで、13.6 eVと0.529 Åは、それぞれ水素原子のK殻電子の結合エネルギーとボア半径であり、シリコンの誘電率として11.8を用いた。正確に不純物準位を計算するためには、自由電子の質量の代わりに、周囲の原子の影響を考慮した実効質量を使わねばならない。実測された燐イオン準位は、伝導帯から0.045 eVの深さにある。伝導体に電子を与えることのできるような不純物は、ドナーと呼ばれる。リチウム、ヒ素、アンチモンもシリコン結晶中では、ドナーとして働き、各々0.033, 0.049, 0.039 eVの深さの準位をもっている。

次に、第3族のホウ素が添加された場合を考える。遊離したホウ素原子は、 $[(1s)^2](2s)^2(2p)$ の電子配置をもつ。(2s)(2p)軌道に属する8箇の状態は、シリコンの結晶の中では、エネルギーの低い4準位と高い位置にある残り4準位に分離する。3箇の外殻電子は、エネルギーの低い状態を順次埋める。第4番の準位は、価電子帯よりもわずかに高いエネルギーをもつ。そのエネルギー差は、ホウ素原子の周囲のシリコン原子から、電子を1箇だけその準位に移すのに要する仕事に等しい。この値は前と同様に、1箇のホウ素イオンとホールからなる水素原子的模型を考えることによつて、計算することができる。実測された値は、0.045 eVである。価電子帯の電子が容易に跳び上り、その跡にホールを残すような準位をもつ不純物は、アクセプターといわれる。アルミニウムやガリウムも、価電子帯からそれぞれ0.057, 0.065 eVの位置に準位をもつ、1箇のアクセプターである。Fig. 7(b)はアクセプター準位を図式的に示したものである。

### 1.3.3 キャリアとその振舞<sup>23, 24, 25, 26)</sup>

シリコン単結晶中の1箇ドナー準位は、伝導帯から測つて浅い位置にある。それゆえ、このような準位を占めている電子は、熱振動によつて容易に伝導電子になることができる。全く同様にして、浅いアクセプター準位は価電子帯の電子によつて満たされ、価電子帯にホールが生じる。普通、半導体検出器に使用される単結晶の比抵抗は高く、不純物濃度は低い。これらの不純物原子は、数10°K以下の低温を除いて、ほとんど完全に電離している。不純物半導体に含まれるキャリア濃度の間には、質量作用の法則と同等の関係が成立する。すなわち、

$$np = n_i^2 \propto \exp\left(\frac{-E_g}{kT}\right)$$

$n$  = 伝導電子濃度

$p$  = ホール濃度

$E_g$  = 禁止帯の巾

$k$  = ボルツマン定数

$T$  = 絶対温度

ここで $n_i$ はFig. 6で与えられる真性半導体電子濃度である。もしもドナー濃度がアクセプター濃度よりも十分に高く、かつ $n_i$ よりも大きいならば、電子濃度は圧倒的に大きくなり、ド

ナー濃度に等しくなる。このとき、ホールは少数キャリアであり、その濃度は、上記の関係から決定される。このような半導体は n 型半導体と呼ばれる。逆に、アクセプター濃度が大きいときには、ホールが多数キャリアとして働き p 型といわれる。不純物からのキャリア濃度が  $n_i$  と比較して無視できるときには、その半導体は真性半導体として振舞う。このような状態は、高温の場合や、ドナーとアクセプタとの濃度が等しくなり、互いにその作用を打消した場合に実現される。

半導体の試料に電圧を加えると、キャリアがホールであるか、電子であるかに応じてそれらは電場の方向か逆方向に加速される。キャリアは、原子と衝突を繰り返しながら進む。各衝突ごとに、その前歴を失ってしまうので、その平均速度は、一回の衝突から次の衝突までの平均時間によつて決まる。キャリアの平均速度  $v$  は、電場の強さ  $E$  に比例し、

$$v = \mu E$$

で与えられる。比例定数  $\mu$  はキャリアの易動度と呼ばれる。高比抵抗のシリコン単結晶の中の電子とホールの易動度は、 $300^\circ\text{K}$  で

$$\mu_e = 1350 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1} \text{ V}^{-1}$$

$$\mu_h = 480 \text{ cm}^2 \text{ sec}^{-1} \text{ V}^{-1}$$

である。易動度は、温度におおよそ  $T^{-\frac{3}{2}}$  の形で依存するので、低温では上の値より大きくなる。

半導体の電気伝導度は、

$$\sigma = e(n\mu_e + p\mu_h)$$

を用いて求めることができる。普通いずれか一方のキャリアが優勢であるので、伝導度は右辺の二項のうち一つで決定される。しかし電子とホールの濃度が同程度の大きさである場合には、両方の項を考慮する必要がある。例えば、シリコン単結晶の最大の比抵抗は、伝導電子濃度が、

$$n = \frac{n_i^2}{p} = n_i \sqrt{\frac{\mu_h}{\mu_e}}$$

であるときに達成される。 $300^\circ\text{K}$  では、この値は  $n = 0.9 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  であり、最大比抵抗値は  $2.3 \times 10^5 \Omega \text{ cm}$  となる。Fig. 8 は、上の電気伝導度の式を用いて求めたシリコン中の  $300^\circ\text{K}$  におけるキャリア濃度と比抵抗との関係を表わしたものである。

不純物濃度に関連してよく使用される量にホール係数  $R$  がある。Fig. 9 のように磁場の中におかれた試料を考えよう。試料には磁場と同時に、それに垂直な電場が加えられている。試料中のキャリアは、図の下方に向いたローレンツの力を受ける。このため図の下端では、キャリア濃度が増加する。試料中の空間電荷による電場が丁度上述のローレンツの力と平衡を保つように、キャリアは分布する。この空間電荷による起電力はホール起電力と呼ばれる。ホール係数  $R$  は、

$$R = \frac{V_H d}{H I} \times 10^8 \text{ coulomb cm}^{-3}$$

$$\begin{aligned} V_H &= \text{ホール起電力 (V)} \\ d &= \text{磁場方向への試料の厚さ (cm)} \\ H &= \text{磁場の強度 (gauss)} \\ I &= \text{電流 (A)} \end{aligned}$$

と定義される。一方ホール係数  $R$  は、キャリアの濃度と易動度とで、

$$R \propto \frac{p\mu_h^2 - n\mu_e^2}{e(p\mu_h + n\mu_e)^2}$$

と表わすことができる。比例定数は、キャリアの散乱過程に依存する。この式から判るように、ホール係数はキャリア濃度に敏感な量なので、半導体の伝導型を決定するためにその測定がよく利用される。

キャリアの挙動で特に検出器と関係の深いものは、それらの再結合とトラップである。放射線によつて作られた電子とホールは、電場によつて掃引されて、全量が信号として電極に取り出されることが望ましい。しかし現実には、反対の符号をもつたキャリアが遭遇すると消滅する。もつと頻繁に起る事例は、深い不純物準位に一旦捕獲されたのちに、その囲りの反対符号のキャリアと再結合することである。Fig. 10 の右の図は、このような不純物原子を介しての再結合を示したものである。再結合の速さは、一時的に熱平衡を破つてキャリアを増加させて、その減少のしかたを観測することによつて知ることができる。熱平衡からのキャリアの増加分を  $\Delta n$  とすると、

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = - \frac{\Delta n}{t_0}$$

の割合で減少する。ここで  $t_0$  はキャリアの寿命と呼ばれる量である。シリコン検出器には、普通  $500 \mu \text{sec}$  以上の少数キャリア寿命を持つ単結晶が使用される。

Fig. 10の右の図は、キャリアが深いエネルギー準位をもつ不純物や格子欠陥に捕えられ、熱励起によつて再び放出される過程を示したものである。このような現象はトラップと呼ばれる。キャリアがトラップされる時間が信号を取り出す時間にくらべて長いならば、正規の波高値より小さなパルスとしてしか観測されない。このことは、検出器の分解能を悪化させる。ほとんど全ての半導体検出器において、トラップの影響をみつけることができる。それゆえにトラップ中心の少い結晶を作ることが、検出器用単結晶を作る上での最大の課題となつている。

#### 1.3.4 p-n 接合<sup>23, 25)</sup>

前節までは、内部構造をもたない  $n$  型、あるいは  $p$  型半導体の性質について述べた。この節では、一つの単結晶の中に  $n$  と  $p$  領域が共存する場合を考察する。 $n$  型のシリコン単結晶の中には、多数の伝導電子が存在する。これらのあるものは  $p$  型領域に拡散してゆく。したがつて、 $n$  型領域の電子濃度は  $p$  領域に接近するにつれて減少し、この部分の空間電荷の符号は正とな

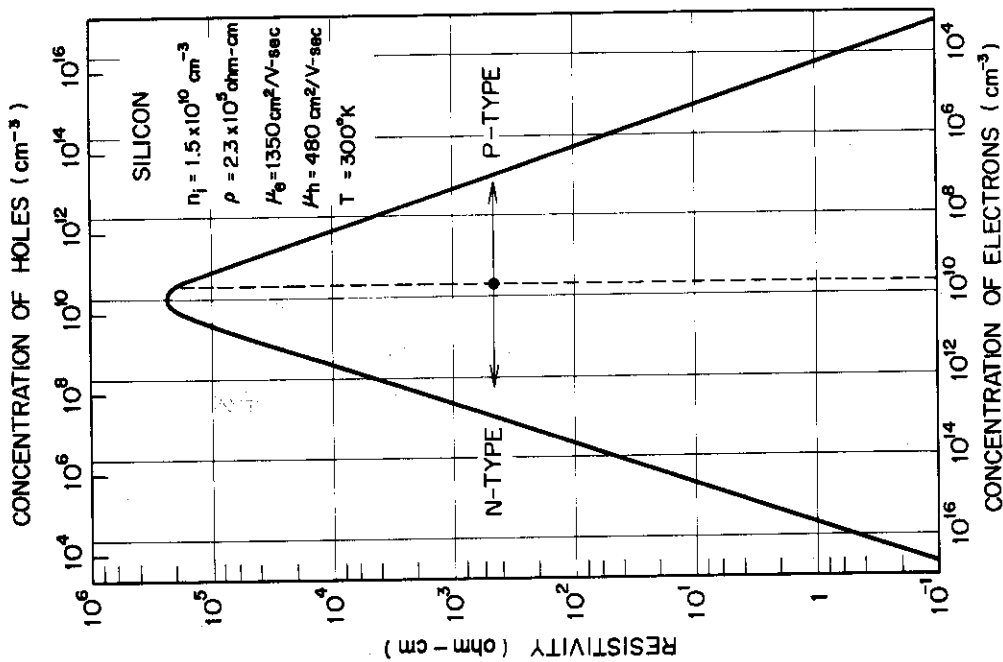


Fig.8

Resistivity as a function of carrier concentration for silicon.

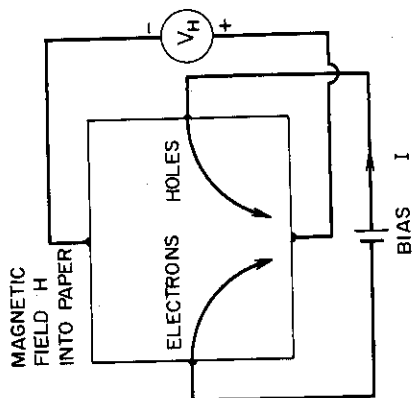


Fig.9 Schematic representation of Hall effect measurement. The magnetic field is directed into paper.

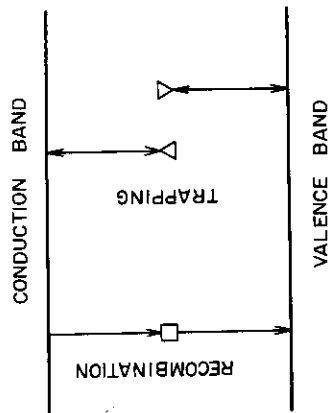


Fig.10

Illustration of recombination and trapping. The arrow on the left indicates that electrons recombine with holes at a recombination center. On the right the arrows indicate that a trapping center interchanges either electrons with the conduction band or holes with the valence band.

る。同様に p 型領域からはホールが n 側に拡散してゆき負に帯電した領域が生じる。空間電荷領域の厚さは、熱拡散によるキャリアの流れが、接合部に形成された空間電荷による逆電圧によつて阻止されるまで成長する。

p-n 接合の p 領域に正、n 領域に負の極性のバイアスを加えたものとする。バイアスが小さいときには、接合部の電圧はやはり逆方向であるが、その大きさは減少する。このことにより多数キャリアのわずかな流れが生じる。さらにバイアスを増大とすると、接合部の電位の極性が逆転して、バイアスと同じ極性になる。この状況のもとでは、多数キャリアが積極的に注入され、電流はバイアスに対して指数函数的に増加する。

逆に p と n 領域が、それぞれ負と正の極性になるようにバイアスされた場合を考える。この場合には外部からの電場は、熱拡散により接合を横切ろうとするキャリアを抑止する方向に働く。このことは空間電荷層の成長を促す。接合部を流れる電流は二成分からなる。その一つは n 型シリコンの中に存在するホールや、p 型領域にある電子によるものである。いま考えている方向のバイアスは、これらのキャリアが接合を横切るのを妨害しない。このような拡散電流は、ゲルマニウムのような少数キャリア濃度の高い半導体で重要になる。室温におけるシリコン p-n 接合や冷却したダイオードでは少数キャリア濃度が低く、拡散電流を無視することができる。その代りに、空間電荷層におけるキャリアの生成と消滅による電流が重要になる。このような場合のキャリア濃度は、真性半導体のそれに等しい。接合を横切つて流れる電流は、おおよそ空間電荷層に含まれるキャリアの全量をその寿命で割つたものに等しい。現実のダイオードや検出器では、これらの電流の他に、表面を流れる電流が加算される。表面でのキャリア寿命は、表面状態に強く依存し、内部のそれよりも短い。それゆゑ半導体素子の表面処理には、十分な注意が必要である。

逆バイアスされた p-n 接合の空間電荷層の厚さは、ポアソンの式を解くことによつて得られる。ポアソンの式は次のようになる。

$$\frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{4\pi e}{\epsilon} (N_A - N_D + n - p)$$

x = 接合からの位置

V = 位置 x における電位

e = 電子の電荷 (絶対値)

$\epsilon$  = シリコンの誘電率

$N_D$  = ドナー濃度

$N_A$  = アクセプタ濃度

p = ホール濃度

n = 伝導電子濃度

$x_A$  = p 側の空間電荷層の厚さ

$x_D$  = n 側の空間電荷層の厚さ

簡単のために、n 領域では、 $N_D \gg N_A + n - p$  が成立つものと仮定する。そこでの電圧降下  $V_n$  は

$$V_n = \frac{2\pi}{\epsilon} e N_D x_D^2$$

で与えられる。同様に p 側でも空間電荷が  $N_A$  のみで決まるものと仮定すると、

$$x_D N_D = x_A N_A$$

が成立する。もしもアクセプタ濃度がドナー濃度よりも十分に大きいならば、p 領域の空間電荷層の厚さは n 領域のそれと比較して無視することができる。この場合には、n 領域での電圧降下と印加電圧が近似的に等しくなり、空間電荷層の厚さは次式で与えられる。

$$x = \left( \frac{\epsilon V}{2\pi e N_D} \right)^{\frac{1}{2}}$$

電圧を volts，濃度を  $\text{cm}^{-3}$  単位で表わすと、シリコンに対して、

$$x = 3.6 \times 10^3 \left( \frac{V}{N_D} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ cm}$$

を得る。真性半導体キャリア濃度よりも高い濃度でドナー（アクセプタ）を含む素材では、多数キャリア濃度はほとんどドナー（アクセプタ）濃度に等しい。それゆえ素材中の不純物濃度は、Fig. 8 に与えられている比抵抗とキャリア濃度との関係から求めることができる。厚さ  $x \text{ cm}$ 、面積  $A \text{ cm}^2$  の空間電荷層の容量は、次式で与えられる。

$$C = \frac{\epsilon A}{4\pi x} = 1.04 \frac{A}{x} \text{ pf} \quad (\text{シリコンに対して})$$

逆バイアスされた接合部に放射線が当たると過剰キャリアが作られる。それらは電場によつて掃引されて信号となる。これが半導体検出器の原理である。比抵抗が数  $\text{kg cm}$  の n 型シリコン単結晶は、 $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  程度の不純物を含んでいる。この結晶に適当な表面処理を施したのちに金を蒸着すると、その表面は薄い p 層としての作用をもち、p-n 接合が形成される。この接合に 100V の逆電圧を加えると、上の式から 0.1 mm 程度の空間電荷層が作られることが判る。これは重イオンを止めるために十分な厚さである。それゆえこの型式の検出器は、主に重イオンの検出に使用される。しかし  $\gamma$  線や飛程の長い電子と陽子に対しては、数 mm ないし 10 mm 程度の空間電荷層が必要である。p-n 接合では、非常に比抵抗の高い素材に高電圧を加えたときのみ、このような厚い空間電荷層を作ることができる。普通厚い検出器を必要とする場合には、次節で述べる p-i-n の構造を持つダイオードを使用する。

### 1.3.5 p-i-n ダイオード

1960 年に Pell<sup>5)</sup> は、シリコン p-n 接合におけるリシウム・イオンの移動とアクセプタ準位の補償に関する論文を発表した。彼は、ホウ素添加の p 型単結晶にリシウムを拡散し

て、Fig. 11(a) に示すような p-n 接合を作り、接合部の電場によるリシウム・イオンの動きを研究した。接合に加えられている逆バイアスの作用で、リシウム・イオンはシリコン原子の間を n 領域から p 領域へと移動する。接合の周りのリシウム・イオン濃度  $N_D$  に対して、次の連続方程式が成立する。

$$\frac{\partial N_D}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (\mu E N_D) = 0$$

$\mu$  = リシウム・イオンのシリコン結晶中での易動度

$E$  = 電場の強度

ここでは熱拡散によるリシウム・イオンの動きを無視した。この式から、各点におけるリシウム・イオン濃度の時間変化に対して次のような式を得る。

$$\frac{\partial N_D}{\partial t} = -\mu N_D \frac{\partial E}{\partial x} - \mu E \frac{\partial N_D}{\partial x}$$

右辺の第一項に含まれる  $\frac{\partial E}{\partial x}$  は、空間電荷分布で表わすことができる。また第二項は、通常リシウム・イオンをドリフトする状況のもとでは無視することができる。したがってリシウム・イオン濃度の時間変化として、

$$\frac{\partial N_D}{\partial t} = \frac{4\pi}{\epsilon} e \mu N_D (N_A - N_D + n - p)$$

を得る。空間電荷領域では、第一近似において  $n = p$  を考えることができる。この式から次のようなことが判る。Fig. 11 の接合の左側では空間電荷分布が正なのでリシウム・イオンが時間と共に減少し、一方、右側では空間電荷が負なのでリシウム・イオンが時間とともに増加する。 $N_A = N_D$ 、すなわち補償が完了すると、リシウム・イオンの増減が止まる。そしてさらに深い位置で補償が行なわれる。

リシウム・イオンで補償された領域の増加は、一次元のモデルを用いると、

$$\frac{dx}{dt} = \mu \frac{V}{x}$$

$x$  = 補償された領域の長さ

$t$  = 時間

$\mu$  = リシウム・イオン易動度

$V$  = ドリフト・バイアス

で与えられる。この式を積分することにより、

$$x = \sqrt{2\mu V t}$$

を得る。易動度は、アインシュタインの式

$$\mu = \frac{e}{kT} D$$

により、拡散係数で表わすことができる。したがって、Fig. 12 の拡散定数  $D$  を用いて、補償された領域の厚さ  $x$  を計算することができる。ドリフト電圧を  $100\text{V}$  として求めた結果が Fig. 13 である。

全ての1個アクセプタがリチウム・イオンと一対一の対を作るならば、不純物の働きが完全に相殺されて、極く低温に至るまで真性半導体としての性質を示す。しかし、実際には両者の濃度の間にはわずかな差が存在する。これは、イオン・ドリフトを行うときには、かなり大きな拡散電流が流れ、電子とホールの濃度が等しいという仮定が破れるためである。この大きさは、ドリフト温度における真性半導体電子濃度の  $10^{-2}$  程度である。Si(Li) 検出器を作るときには約  $150^\circ\text{C}$  でイオン・ドリフトを行う。この温度では  $n_i = 1.8 \times 10^{-13} \text{cm}^{-3}$  なので、イオン補償の精度は  $10^{-11} \text{cm}^{-3}$  の程度である。温度を下げてもドリフトを行うと、拡散電流が減少し補償の精度が上がる。Si(Li) 検出器を作るときには高温でドリフトを行い、さらに温度を  $100^\circ \sim 90^\circ\text{C}$  に下げてもう一度イオン・ドリフトを行う。これにより相対不純物濃度を  $10^9 \sim 10^{10} \text{cm}^{-3}$  に減少することができる。この操作は、通称クリーンアップと呼ばれる。

逆バイアスされた平行板型 p-i-n ダイオードの i 層では、電場の強さがほとんど一定である。その部分に作られた過剰なキャリアは、容易に信号として取り出すことができる。それゆえ p-i-n 構造をもつ素子は、放射線検出器としての機能をもっている。

### 1.3.6 半導体検出器<sup>27,28)</sup>

p-n 接合や p-i-n ダイオードが、放射線検出器としての機能をもっていることをすでに指摘した。実用的な検出器であるためには、次の二点を満たさなければならない。第一の条件は、測定する放射線に対して検出効率が大きいことである。第二の条件は、少なくともエネルギー分解能か時間分解能が良いことである。

シリコンは、Fig. 1 と Fig. 3 から判るように低エネルギー光子や荷電粒子に対して十分に大きな阻止能をもっている。また、ゲルマニウムはシリコンより大きな原子番号をもっているので、 $\gamma$  線に対する感度が大きく、 $\gamma$  線検出器の素材としてすぐれている。前に述べたように、必要に応じて p-n 接合か p-i-n 素子を用いて、 $0.1\text{mm}$  から  $10\text{mm}$  程度の空間電荷層あるいは真性半導体の領域を作ることができる。したがってこのような半導体は第一条件を満足している。

次に第二点について検討する。半導体検出器のエネルギー分解能は、三つの要素によつて決定される。すなわち、検出器からの信号を増幅する回路系の雑音、信号の大きさの統計的変動、そして信号の欠損による分解能の劣化によつてである。分解能は、これら三者の分散の和の平方根に等しい。

回路の雑音については第3章で詳述するので、ここでは検出器の漏洩電流による雑音のみを定性的に考察する。半導体検出器が放射線からエネルギー  $E$  を得たとき、 $E/w$  箇の電子とホールの対が作られる。ここで  $w$  は、一箇の電子とホールの対を作るために要する平均エネルギー



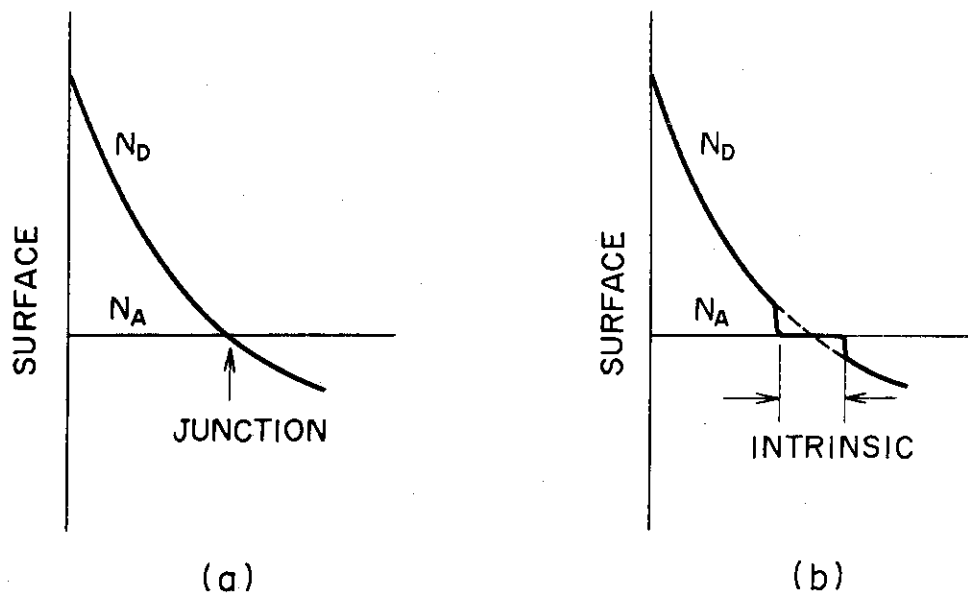


Fig.11 (a) Impurity distribution after lithium diffusion.  
 (b) Impurity distribution after ion drift.

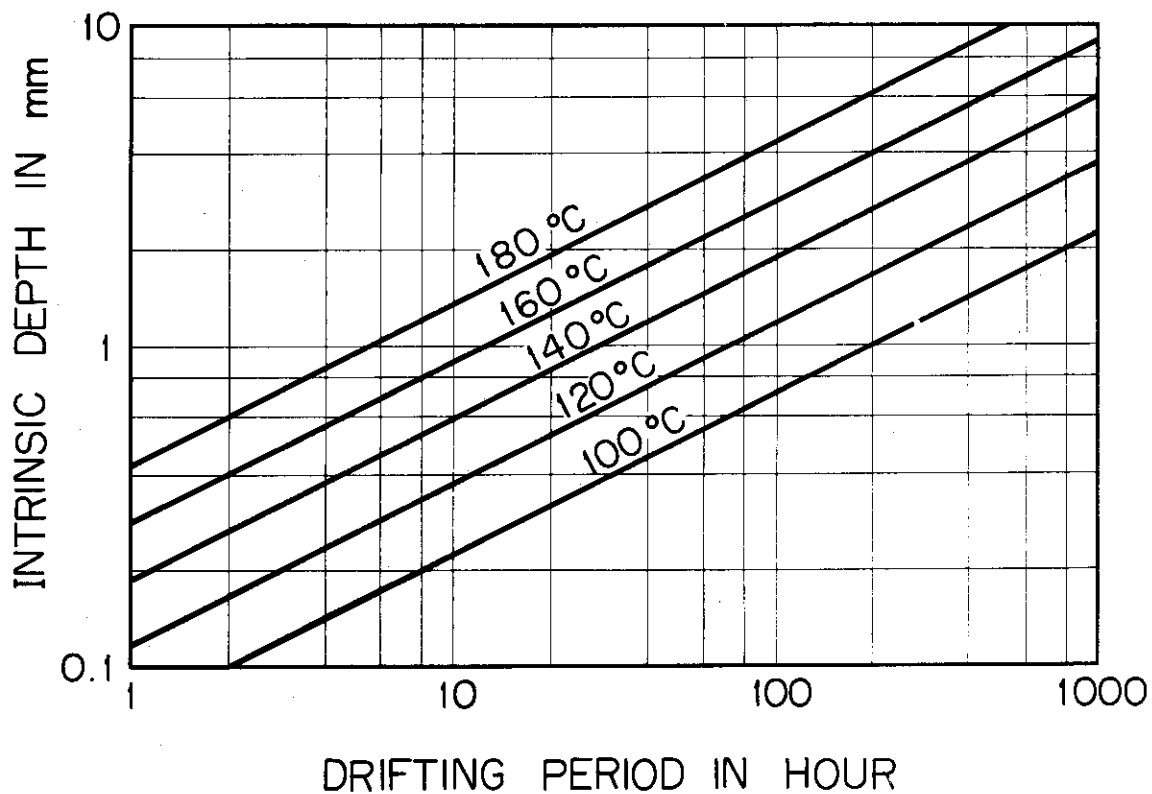


Fig.13 Intrinsic depth for silicon as a function of drift period and temperature at a bias of 100 volts.

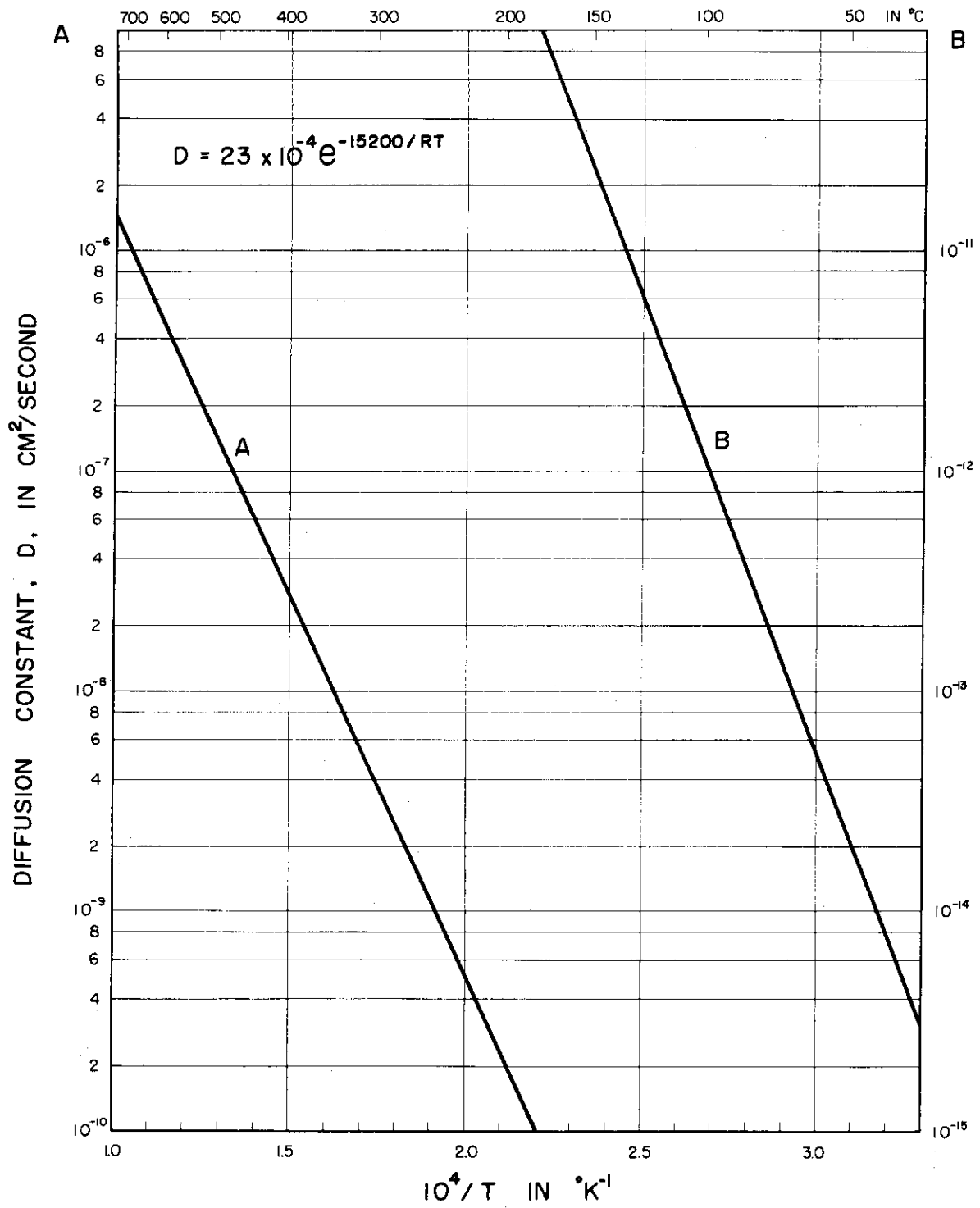


Fig.12 Diffusion constant for lithium in silicon as a function of  $1/T$ .

である。これらの信号が、巾  $\tau$  sec のパルスに整形されて観測されるものとする。この間に、漏洩電流が  $i\tau$  だけ流れ込む。この電気量の揺らぎが漏洩電流による雑音になる。 $i\tau$  は  $i\tau/e$  箇の電子から成立っているので、電子数の変動は  $(i\tau/e)^{1/2}$  である。検出器から電気量  $e$  を得るためには、エネルギー  $w$  が必要なので、エネルギーに換算した雑音の大きさとして

$$w \sqrt{\frac{i\tau}{e}}$$

を得る。  $w$  eV,  $i$   $\mu$ A,  $\tau$   $\mu$ sec. と表わすと、

$$\text{電流雑音} = \sim 2.5 \times w \sqrt{i\tau} \text{ keV}$$

となる。検出器に使用される半導体では  $w$  が数 eV であり、数  $\mu$  sec の時定数で波形整形されるので、漏洩電流と雑音との関係は、おおよそ次のようになる。

$\mu$ A	$\sim 1.0$ keV
n A	$\sim 1$ keV
p A	$\sim 0.1$ keV

さて接合を含まない半導体が良い検出器として働くかどうか検討してみよう。バルクの半導体を流れる電流は、その比抵抗から求めることができる。例えば、われわれが入手できるシリコン単結晶は、高々  $100 \text{ K}\Omega \text{ cm}$  である。 $1 \times 1 \times 1 \text{ cm}^3$  の結晶に  $100 \text{ V}$  の電圧を加えると、約  $1 \text{ mA}$  の電流が流れる。冷却しても、電離している不純物濃度がほとんど変わらないので、結晶を流れる電流は変わらない。この電流値は、上述の雑音の概算から判るように、検出器として使用するには大き過ぎる。それゆえ普通の状況のもとでは、半導体は結晶カウンターの材料として不適當である。

しかし結晶内に  $p-n$  あるいは  $p-i-n$  接合が作られているならば事態が異なる。これらの素子が逆バイアスされているときの漏洩電流は、その主成分が拡散電流であるか、熱励起によつて作られるキャリアによるものであるかに従つて、 $n_i^2$  あるいは  $n_i$  に比例する。低温に於ては熱励起によるものが主体となり、温度と共に急激に減少する。シリコンやゲルマニウム検出器を冷却して使用する理由はここにある。シリコンは大きなバンド・ギャップをもっているので、Fig. 6 から判るように、その真性半導体キャリア濃度が低い。シリコン検出器の室温における漏洩電流は、 $0.1 \sim$  数  $\mu$  A の範囲にある。このため、特別によい分解能を必要としない場合や、高いエネルギーの荷電粒子を検出する場合には、室温でシリコン検出器を使用することができる。一方、ゲルマニウムのバンド・ギャップはシリコンのそれよりも小さいので、室温におけるゲルマニウム検出器の逆電流は数 mA である。この電流値は検出器として作動するのに大き過ぎる。それゆえゲルマニウム検出器は低温でのみ使用される。この二例から解るように半導体のバンド・ギャップは、それから作られたダイオードの逆電流と密接な関係を持つている。あまり小さい巾の禁止帯をもつ半導体は、検出器の材料として不適當である。

電離によつて作られる電気量は、放射線が放出されるときにみられるようなポアソン分布に従わない。このことは、確定したエネルギーがキャリアに分配され、また電離と他の競合する過程との間に一定の関係が存在することによる。Fano<sup>29)</sup> は、電離によつて作られる電子・ホール対の分散を、その素過程の分散を用いて

$$\frac{E}{w} F = \sum (X_i - \frac{E_i}{w})^2$$

$$E = \sum E_i$$

と表わされることを示した。ここで  $X_i$  は各素過程で作られる電子・ホール対の数であり、 $F$  はファノ因子である。Roosbroeck<sup>30)</sup>は、半導体の中で起る電子・ホール対を作る過程を“クレージな大工仕事”と呼ばれる簡単な模型で近似して、直接に分散を求めた。そして彼は、ファノ因子が1よりも十分小さく成り得ることを示し、また電離の過程で放出される光学フォノンがファノ因子に重要な影響を及ぼすことを指摘した。

Klein<sup>31)</sup>は、放射線によつてキャリアが作られる過程を次のような二段階に分けて考察した。一次荷電粒子や2次電子が、次々と原子と衝突して瞬間的に一群のホット・キャリアを作る。この間に光学フォノンを放出する過程が競合する。ホット・キャリアが格子と相互作用を行い熱平衡に到達するには、 $10^{-11}$ sec 程度の比較的長い時間を要する。このような考え方によると、キャリアの量とその分散は初めの段階で決定される。彼は、ホット・キャリアのエネルギー分布は入射エネルギーに依存しないと仮定して、上述のファノの式からファノ因子を求めた。この方法によると、ファノ因子は測定可能な量で表わされ、入射エネルギーに無関係な定数となる。一对の電子とホールを作るまでに光学フォノンを放出して失う平均エネルギーが、バンドギャップの半分以下であるときには  $F=0.05$  となり、それに等しいときには  $F=0.1$  となる。現在、実験的に求められている値は、シリコンとゲルマニウムに対して、共に  $0.05 \sim 0.08$  の範囲にある<sup>32,33)</sup>。シリコン検出器の究極の分解能は、 $F=0.05$  とすると、

$$2.35 \sqrt{wFE} \quad (\text{FWHM})$$

$$= \sqrt{E} \quad \text{eV}$$

で与えられる。最後の式の  $E$  は eV 単位で表わしたエネルギー値である。

現実の半導体検出器では、放射線によつて作られた過剰キャリアは、収集される途中でトラップされたり再結合したりする。このことにより欠損パルスが生じ、分解能が悪化する。欠損による分解能の拡がりには、エネルギーとキャリアを掃引するのに要する時間とに比例する。検出器として使用される半導体は、大きなキャリア移動度と長い少数キャリア寿命を持たねばならない。普通、検出器として使用するシリコン単結晶は、このような効果によつて  $1/500 \sim 1/1000$  程度のエネルギーの拡がりを示す。

半導体検出器の時間分解能は、キャリアを収集するのに要する時間と、増巾器の立上り時間および雑音に依存する。放射線によつて作られた電荷が電極に到達する時間は、それらが生じた位置と移動速度から計算することができる。この大きさは、p-n接合型 Si 検出器では数 nsec であり、また数 mm の厚さをもつ Si(Li) 検出器では  $10 \sim 20$  nsec である。増巾

器の立上り時間と雑音の時間分解能への影響については、第4章において実例を用いて説明する。

最後に検出器材料として重要なシリコンとゲルマニウムの特性をTable 2にまとめておく。

Table 2

## Properties of silicon and germanium

Property	Si	Ge
Atomic number	14	32
Atomic weight	28.1	72.6
Density, g cm <sup>-3</sup>	2.33	5.32
Dielectric constant	11.7	15.8
E <sub>co</sub> at 0°K, eV	1.17	0.785
E <sub>G</sub> at 300°K, eV	1.12	0.72
w at 0°K, eV	3.8	3.0
w at 300°K, eV	3.6	2.75
n <sub>i</sub> at 300°K, cm <sup>-3</sup>	1.5 × 10 <sup>10</sup>	2.5 × 10 <sup>13</sup>
Intrinsic resistivity at 300°K, Ω cm	2.3 × 10 <sup>5</sup>	45
μ <sub>e</sub> at 300°K, cm <sup>2</sup> V <sup>-1</sup> sec <sup>-1</sup>	1300	3800
μ <sub>h</sub> at 300°K, cm <sup>2</sup> V <sup>-1</sup> sec <sup>-1</sup>	500	1800
Maximum carrier velocity, cm sec <sup>-1</sup>	~10 <sup>7</sup>	~10 <sup>7</sup>
Minority carrier life time, msec	~1	~1

## 1.3.7 極端な条件下での半導体検出器の作動

いくつかの極限状態での半導体検出器の作動について簡単にふれておく。

極低温<sup>34)</sup>

温度が下るにつれて真性半導体キャリア濃度は減少するので、漏洩電流も減る。これにより電流雑音が小さくなることは1.3.6節で述べた。しかし20°~40°K以下になると、電離していた不純物原子は中性化して、キャリアのトラップや再結合の中心として働くようになる。リシウム・ドリフト型の検出器では、上記の温度以下になると波高値の欠損が目立つて大きくなり、ついにはピークを示さなくなる。一方p-n接合型検出器では10°K以下で使用した報告がある<sup>35)</sup>。したがってリシウム・ドリフト型検出器にみられる現象は、リシウムによるキャリアのトラップに起因するものと考えられる。

## 高電場

電場の強さが小さい間は、キャリアの移動速度は電場に比例して増加する。これにより電荷

を収集するために要する時間が短くなり、その損失を小さくすることができる。シリコンに関しては、電場の強さが  $10^3 \sim 10^5 \text{ V cm}^{-1}$  の範囲ではキャリア濃度がほとんど一定であるが、易動度は徐々に減少し  $10^5 \text{ V cm}^{-1}$  では低電場における値の  $1/10$  になる<sup>36)</sup>。  $10^5 \text{ V cm}^{-1}$  を越えると、なだれ現象が生じ急激にキャリア濃度が増加する。同様のことがゲルマニウムに対しても起り、  $77^\circ\text{K}$  においては、  $2000 \text{ V cm}^{-1}$  で移動速度が飽和値を示し、電子とホールはともに約  $10^7 \text{ cm} \cdot \text{sec}^{-1}$  の値をもつ<sup>37)</sup>。

## 磁場

磁場の中に置かれた半導体検出器の中を運動するキャリアには、ローレンツの力が作用する。磁場に垂直な速度成分をもつキャリアは、次の衝突までの間に螺旋状の軌道を描いて進む。このため平均的な行程は、磁場のない場合と比較して増加する。行程の増加は、キャリアがトラップされたり再結合したりする確率を大きくするので、検出器の性能を阻害する。このような磁場の効果が顕著になる磁場の目安として、Sechockley<sup>38)</sup> は次のような関係式を与えた。

$$\mu H = 10^8 \frac{\text{gauss} \cdot \text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{sec}}$$

$\mu$  はキャリアの易動度であり、検出器を冷却して使用する場合には室温のそれより大きくなっていることに注意しておく。検出器に対する磁場の影響の実例は、Ref. 39 を参照されたい。

## 放射線損傷<sup>27,40)</sup>

結晶の中のシリコンやゲルマニウム原子を、その格子点から他の場所に移すのに必要な最小のエネルギー  $E_d$  は、  $1.0 \sim 3.0 \text{ eV}$  である。中性子や陽子や電子等の放射線が物質中に入射し、それを構成する原子と衝突すると、その原子は反跳エネルギー  $E_r$  を受ける。最大の反跳エネルギーは、

$$(E_r)_{\text{max}} = \frac{4MM'E}{(M+M')^2}$$

で与えられる。ここで質量  $M'$  の粒子が、運動エネルギー  $E$  をもって入射し、質量  $M$  の原子と衝突するものとした。原子の反跳エネルギーが  $E_d$  を越えると、結晶の中に欠陥が生じ始める。シリコン結晶の中で反跳を起すために必要な最少エネルギーは、中性子や陽子に対しては  $\text{keV}$  程度であり、電子に対しては約  $250 \text{ keV}$  である。大きな反跳エネルギーをもつ原子は、さらに他の原子と衝突をおこして格子欠陥を作るか、電離を行いつつ運動エネルギーを失う。電離が顕著に起り始めるエネルギー閾値  $E_{th}$  は、Seitz により

$$E = \frac{ME_g}{8m}$$

と与えられた<sup>41)</sup>。ここで  $m$  は電子の質量であり、  $E_g$  は電子を励起するために必要な最小のエネルギーである。原子の反跳エネルギーが  $E_{th}$  を越えると、他の原子を突き飛ばす確率は

急速に減少する。入射粒子に対する構成原子の散乱断面積が判ると、その粒子によつて作られる欠陥数を計算することができる。その結果によると、数100 keV以上の高速中性子は、シリコン結晶中で一回衝突を起すごとに数100箇の欠陥を作ることが示される。MeV程度の陽子や電子がシリコン結晶中に入射すると、陽子は1箇につき100~200箇の欠陥を作り、電子は数箇の欠陥を生じる。

放射線によつて作られた格子欠陥は、不純物と同じ働きをし、またキャリアをトラップしたり再結合したりする作用を持つ。前にも述べたように、リチウム・イオンによる補償の精度は $10^9 \sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ であり、このことは低温での検出器の電気的特性から見知することができる。それゆえ放射線損傷による影響は、欠陥密度がおおよそ上記の値に達すると、観測できる程度の大きさとなる。検出器の分解能へのその効果は、素材の良否に依存する。半導体検出器はすでにトラップや再結合によるかなり大きな影響を受けており、また回路の電気的雑音も無視できない大きさである。通常、格子欠陥が $10^{10} \sim 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ の水準に達したときに、明らかな分解能の劣化が認められる。詳しくはRef. 42を参考にされたい。

## 2. Si(Li) 検出器の製作

過去において、すでに多くの研究者によつて、Si(Li)検出器の製作に関する報告がなされている<sup>(43, 44, 45)</sup>。しかし、それらはかなりの熟練を要する。今後重イオン反応を中心とする核反応を用いた核分光が進展するにつれ、実験に即した形状と性能を有するSi(Li)検出器の需要が増し、研究者自身で自給自足する必要が生じてくる。したがつて、再度その製作方法について述べることも一毫の意味をもつものとする。ここで述べる方法は、著者らによつて箇々の製作過程に立返つてその物理的意味を検討し、手順をできるだけ単純化したものである。それゆゑ、ある時点では洗練されていないと思われる手順を踏む場合もあるが、その反面、この方法は単純な作業から成立つてゐるので、失敗が少ないという利点を持つてゐる。

### 2.1 Si(Li) 検出器の形状

Si(Li) 検出器の代表的な三の型を Fig. 14 に描く。

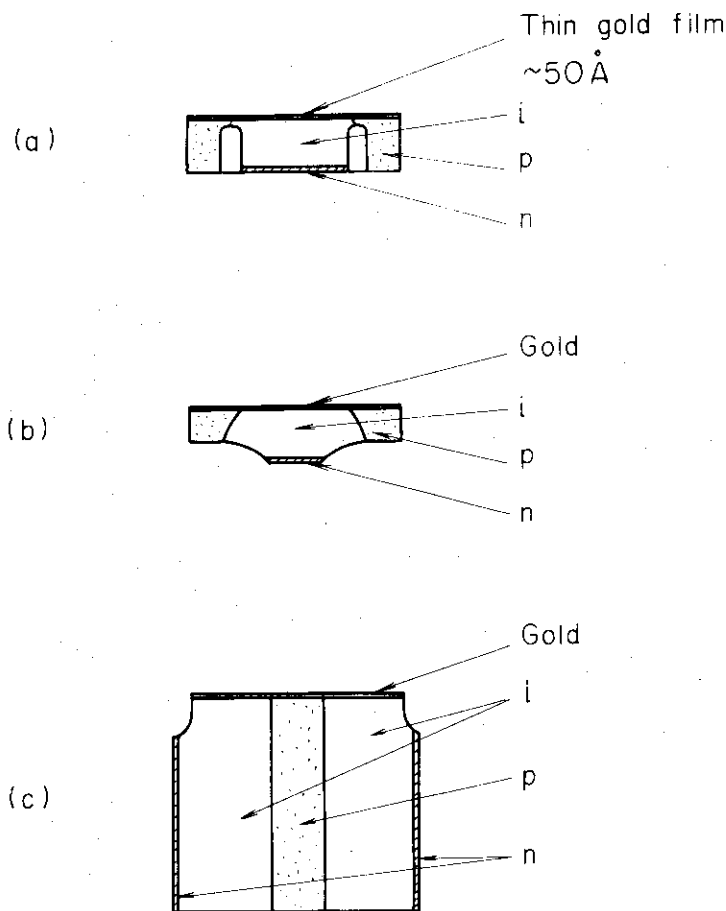


Fig. 14 Si(Li) detectors of (a) a planer type with a groove, (b) a planer type and (c) a coaxial type

Fig. 14 (a)の形のものは、他の形のものと比較して容量を小さくすることができるので、X線などを高分解能で測定する場合に適している。また検出器内部の電場の方向が揃つてゐるので、パルスの立上りが幾分よい。Fig. 14 (b)はもつとも簡単に製作できるもので、低エネルギー



ギー(～100 keV 以下)での分解能を要求しない場合に便利である。シリコンで10mm 以上の真性半導体層を必要とする飛程の大きい荷電粒子を検出するためには、Fig. 14(c)のような同軸型の検出器を使用するとよい。入射方向の真性半導体表面には、電荷の集収をよくするために金を蒸着する。イオンのドリフトの深さに比べて、奥行きを大きくすることができる。この章では、Fig. 14(a)型の検出器製作について詳述する。

## 2.2 シリコン単結晶<sup>(46, 47)</sup>

現在市販されている単結晶は、引上げ法とフロートゾーン法によつて製造したものである。前者の方法で成長させた単結晶は刃状転位が少いが、るつぼからの酸素の混入や炭素を主体とした発熱体からの炭素や窒素の混入が起りやすい。後者の方法によつて、純度の高いキャリア寿命の長い単結晶を作ることができる。また、その比抵抗のばらつきは、引き上げ法のものに比べて小さい。しかし刃状転位密度が比較的大きく $10^4 \text{ cm}^{-2}$ 程度になる。現在のところでは、検出器用単結晶の製法として両者の間に明確な優劣はない。単結晶を特徴づけるいくつかのパラミタが測定されているが、検出器の性能との関係は一意的でない。したがつてSi単結晶を選択するための確かな基準は、いまだに存在しない。

いままでに著者の使用した単結晶は、信越化学製の次のような仕様のものである。

伝導型	p型
添加不純物	ホウ素
比抵抗	5～15 K $\Omega$ cm
ライフ・タイム	700 $\mu$ sec 以上
エッチピット密度	10,000～25,000 $\text{cm}^{-2}$
直径	22～25 mm

選択にあつて、キャリアの寿命の長い比抵抗のばらつきの小さいものを選ぶよう注意した。エッチピット密度はかならずしも格子欠陥量に対応しないので、第二義的選択基準として使用している。リジウム・イオン易動度は測定されていないが、検出器の製作に支障のない程度の十分大きな値をもっている。

## 2.3 切断<sup>(48, 49)</sup>

まず、円柱状の単結晶を円盤状に切断する。単結晶の製造業者から切断したウエーハを入手するのも一方法であるが、用途に応じて適当な厚さのウエーハに切断できるので、切断機があると便利である。普通よく使われる切断機は、外周型あるいは内周型ダイヤモンドソウと超音波カッターである。

ダイヤモンド・ソウを使用する場合には、接着材(シエラック、封ろう、松脂)で試料を基板上に固定して切断する。刃の周辺速度は、1000～1500 m/min が適当とされている。

超音波カッターを使用する場合には、松脂を用いて素焼の試料台上に固定する。松脂を溶かすためには少し加熱しなくてはならぬので、単結晶も基板もあらかじめ温めておき、急激な温度変化を加えぬように注意する必要がある。超音波カッターの刃は、隙間なく粹にハンダ付けされていなくてはならない。もしハンダの剝離が生じるならば、超音波の反射や刃の横振れが

起り切断速度が激減する。徐々に出力を上げて切断を開始する。つねに研磨材(300番手のカーボランダムあるいはエメリー)と水のスラリーを補給しながら切断する。切り代が残り2~3mmになつたときに、出力を下げて操作するとパリの発生を防ぐことができる。ウェーハの厚さは、研磨したのちに、検出器の有効な厚さよりも1~1.5mm厚くなるように決める。

#### 2.4 研磨とエッチング<sup>49, 50)</sup>

切断面には、切断時の機械的衝撃によつて生じた数多くの傷や割れが含まれている。これらを研磨材をもちいて除去する。まず切断したウェーハから接着材を除き、汚れを水洗して落とす。もし油分が付着しているならばトリクロルエチレンで除去する。600番手の研磨材を用いて、厚手(1cm以上)の板ガラス上で単結晶を研磨し、その両面から傷を除く。研磨が終ると5HNO<sub>3</sub>:1HFの組成の混合液でエッチングする。試薬は全て日本薬局方で指定された特級、または一級のものである。両面の研磨跡がある程度消え金属光沢を示すよつになつた時点で、水あるいはメチルアルコールで反応を停止し、検出器として使用する範囲に深い傷のないことを確認する。もし存在するならばもう一度研磨してとり除き、上と同じ手順でそのことを確認する。機械的研磨が終ると上記の組成のエッチング液で化学研磨を行う。研磨材による破壊層は、その直径の数倍に達するといわれている。したがつて完全な鏡面が得られるまで十分にエッチングする必要がある。エッチングが速すぎると粗い面に仕上るので、その速さの制御には注意を要する。赤褐色の二酸化窒素が発生し反応が加速度的に進む場合には、エッチング液の組成を変えるか、温度を下げてエッチングする。普通、硝酸の比率を増すか、減速剤として作用する酢酸を弗酸と同量位添加することにより反応を遅くすることができる。エッチングが終ると、単結晶をすばやくメチルアルコール中に移して反応をとめ、アルコールを数回交換して酸を除く。その後、濾紙上でウェーハを乾燥させる。

化学処理は、全てテフロン被覆のピンセットと、ポリエチレン製かテフロン製のピーカを用いて行う。容器は用途に応じて換え、目的にふさわしい程度の清潔さに保たねばならぬ。エッチング前後に、結晶に手をふれて汚してはならない。

#### 2.5 リシウムの拡散<sup>51, 52, 53)</sup>

リシウムをp型シリコン単結晶中に熱拡散することにより、その表面にn層を作る。このn層は、アクセプタを補償するリシウム・イオンの補給を行うのみならず、電極としての働きも兼ねる。高温(~400°C)でのリシウムのシリコン単結晶への溶解度は、 $10^{17} \text{ cm}^{-3}$ 程度であり、室温でのそれは不純物濃度と同程度である。それゆゑ室温では $10^3$ ないし $10^4$ 倍だけ過飽和の状態にあり、リシウム・イオンは徐々に結晶中の欠陥に析出する。検出器として良い性能を示す単結晶においては、n層中のリシウムは数箇月間にわたつてドナーとしての効力を保持している。

リシウム蒸着中の過程で結晶のリシウムによる汚染は、Si(Li)検出器の製作にあつてもつとも注意すべきことの一つである。リシウムは低い融点をもち気化熱も小さいので容易に蒸気圧が上る。しかも原子の質量が小さいので、何回も衝突を繰り返して小さな隙間から入り込みやすい。汚染を防ぐためには、Fig.15のようなマスクを使用する。前面はできるだけウ

ウェーハに密着するように工作し、側面もなるべく間隙を小さくする。

拡散用オーブンは Fig. 15 のようなものを用いる。蒸着用フィラメントはタングステンあるいはモリブデン線をスパイラルにまいて作り、使用前に真空中 ( $\sim 10^{-3}$  mmHg) で白熱するまで焼いておく。

拡散の手順は次のごとくである。シリコン・ウェーハをオーブんにのせマスクをかぶせる。オーブンには、温度測定用の鉄・コンスタンタン熱電対をつける。リシウム金属の薄片 ( $2 \times 2 \times 10$  mm 程度) をフィラメントに載せる。フィラメントと結晶との距離は 5 cm 程度とする。用意が終ると真空中に引く。真空度が約  $10^{-5}$  mmHg に達すると 30~40 分かけてオーブンの温度を  $420^\circ\text{C}$  にする。リシウムを 30 秒間蒸着し、その後、 $420^\circ\text{C}$  で 5~10 分間拡散を行う。拡散が終るとオーブンの電源を切り、自然に冷却させる。

n+ 層の厚さが約 0.5 mm であることが、あとの作業に都合である。拡散炉をはじめて使用するときには、試験用の試料を用いてリシウムの拡散の深さを計り、適正な拡散時間をあらかじめ求めておく必要がある。拡散の深さは拡散時間の平方根に比例するので、適当な拡散温度を決めたあとは、拡散時間で深さを調節する。接合が現れるように切断し、その断面を研磨したのち弗酸につけて、断面の濃淡から接合の位置を判定する<sup>54)</sup>。接合を目で確かめる方法には、他に銅メッキによる方法や、弗酸を極くわずか含む硝酸銀の水溶液を用いる方法がある<sup>54)</sup>。

## 2.6 穿溝と整形

リシウムの拡散が終了するとリシウムを蒸着した領域のまわりに円型の溝を穿つ。これは検出器の容量を小さくすることと、明確な p-n 接合を作ることを目的とする。

シリコン・ウェーハの裏面すなわちリシウムを蒸着しなかつた面を約  $30\mu\text{m}$  ほど 600 番の研磨材を用いて研磨する。ウェーハを洗滌したのち乾燥させて、素焼上に接着剤で固定する。接着剤が十分固まつたならば、超音波カッターで溝をほる。その深さは、単結晶の厚さから 1.5 mm を差し引いた値とする。溝を穿つときに検出器として働く部分にクラックを入れると漏洩電流が増加したり、あるいは、ピークが複数に割れたりする。超音波切断機のホーンの先端を、Fig. 16 のように変形しておくこと失敗が少い。穿溝は低出力でゆつくりと行う。検出器の外径を小さくするなどの整形は、穿溝作業にひき続いて行う。

以上の作業が終了すると、基板から素子を取りはずして洗滌する。もし切断によるバリが生じているならば、0.1~0.3 mm だけ p の表面を研磨して形をととのえる。水洗して汚れを落したのち、p 表面上のリシウム汚染をしらべる。Fig. 17 に示すような方法で熱起電力の大きさと極性を測る。もし汚染の程度が大きいならば、強く n 型を指示する。この場合には、再度ウェーハを研磨して約 0.1 mm の層を除去し、前と同様の試験を行う。このような手段でリシウムによる汚染を減少できない場合には、マスクが十分にその働きをしているかどうか再検討する必要がある。

リシウム蒸着面をピッチでおおい、裏面を耐酸性スコッチテープでおおう。3HNO<sub>3</sub>:1HF:1CH<sub>3</sub>COOH の組成のエッチング液を用いて、溝が鏡面になるまで強くエッチングする。鏡面がえられたならばメチルアルコールで反応をクエンチし、p 面のテープを除き、再び軽くエッチングする。p 面がやゝ金属光沢を示したときにエッチングを中止して、メチルアルコ

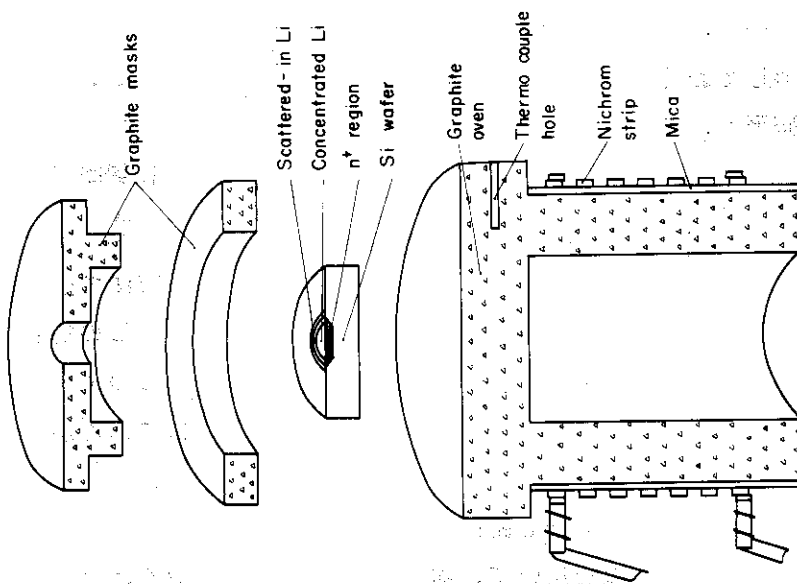


Fig. 15

An oven and masks for lithium diffusion. Masks are used to prevent a silicon slice from being contaminated by lithium.

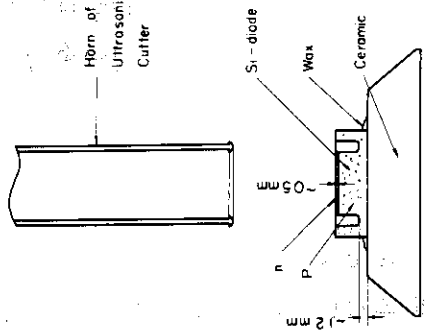


Fig. 16

Illustrating how to groove a silicon slice. A horn of the ultrasonic cutter is shaped to avoid cracking the slice.

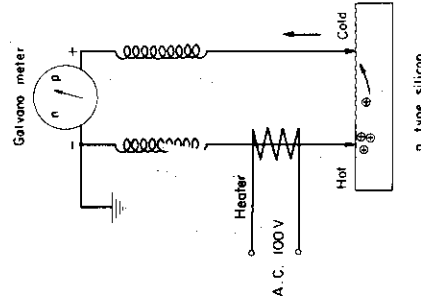


Fig. 17

A method of distinguishing between p-type and n-type materials. Majority carriers produced at a hot probe diffuse to the other probe. The current flows in p-type and n-type materials are of opposite direction to each other.

ールでよく洗滌する。尹紙上で素子を乾燥し次の操作に移る。

## 2.7 イオン・ドリフト

nおよびpの両面にガリウム・インジウム共融合金(Ga75.5%; In24.5%)で電極をとる。p面には周辺のみならず、周囲と中心を結ぶように合金を塗る。ダイオードをFig.18治具に載せて逆電圧500~700Vを加える。ダイオードの温度を上げ140°C~150°Cでドリフトを行う。ここではダイオード電流を一定に保つてドリフトする方式に従う。Fig.19はこのための制御回路図である。ダイオード電流がある設定値を越えるとファンで強制冷却し、それ以下になるとヒータで加熱する。この装置では最大約15Wの熱除去が可能である。

ドリフトの代表的なデータは次の通りである。

ドリフト電圧	500V
ダイオード逆電流	<10 $\mu$ A(20°C) 3~10mA(150°C)
ドリフト所要時間	~60 hrs/4mm

リシウムによる汚染によつて、本来p型であるべき負電極の周囲が強くn型に反転していると、電子の注入が起りドリフト温度を上げられない原因となる。また低温で使用するときにも、大きなリーク電流をひき起しやすい。ダイオード溝のエッチングが不十分である場合にも、逆電流が増加する。

真性半導体領域が拡がりp側の電極に近づくと、電子の注入が始まりドリフト温度が低下し始める。Fig.13のダイアグラムに従つて、i領域が電極に到達する時間を推定し、その5~6時間前にp側の電極を塗りなおす。もしもi層が電極から0.3mm位の位置に接近しているならば、室温における逆ダイオード電流は100 $\mu$ A以上になる。ドリフト治具の温度とシリコン単結晶の温度との間には、ドリフト中に5~10°Cの差が存在する。実際のドリフトの深さと所要時間から逆算して、結晶の温度を較正しておく必要がある。

ドリフトが完了するとダイオードのp面から、ガーゼとトリクレンを用いて合金を完全に除く。ウエーハの周囲にのみガリウム・インジウム合金で電極をとり、温度90°C~100°Cで約50時間、電圧を加えてより完全なリシウム・イオンによる補償を行う。この時のダイオード電流は数100 $\mu$ Aである。このクリーンアップの処理を施すことにより、検出器容量の逆電圧に対する特性を改善することができる。

## 2.8 仕上げ処理

ダイオードのp面を、約0.3mmだけ600番のカーボランダムを用いて除去する。ウエーハから研磨材とシリコンの微粉を、ガーゼでよく拭いて水洗する。次に、濃弗酸につけてi領域の露出をたしかめる。i型シリコンとp型シリコンのわずかな化学ポテンシャルの相違から、p層の方が速く侵蝕されて相対的に黒く見える。濃淡が現れるのには10~20分かゝる。i層が認められない場合や、露出が不十分な場合には、0.1mmずつ研磨して同様のテストを繰り返す。

i領域が適正な大きさで現れると、n層をピンチで覆い、5HNO<sub>3</sub>:1HF:1CH<sub>3</sub>COOH

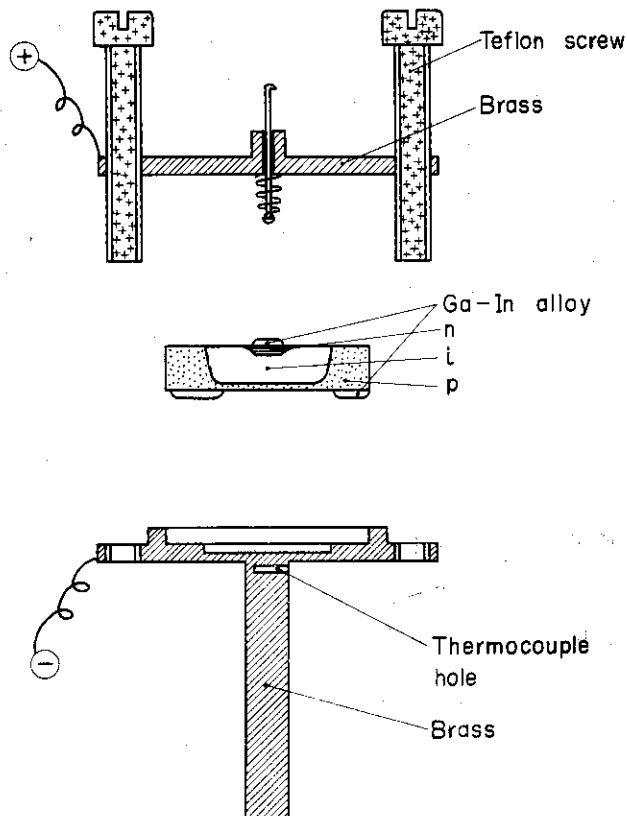


Fig.18 A jig for ion drift.

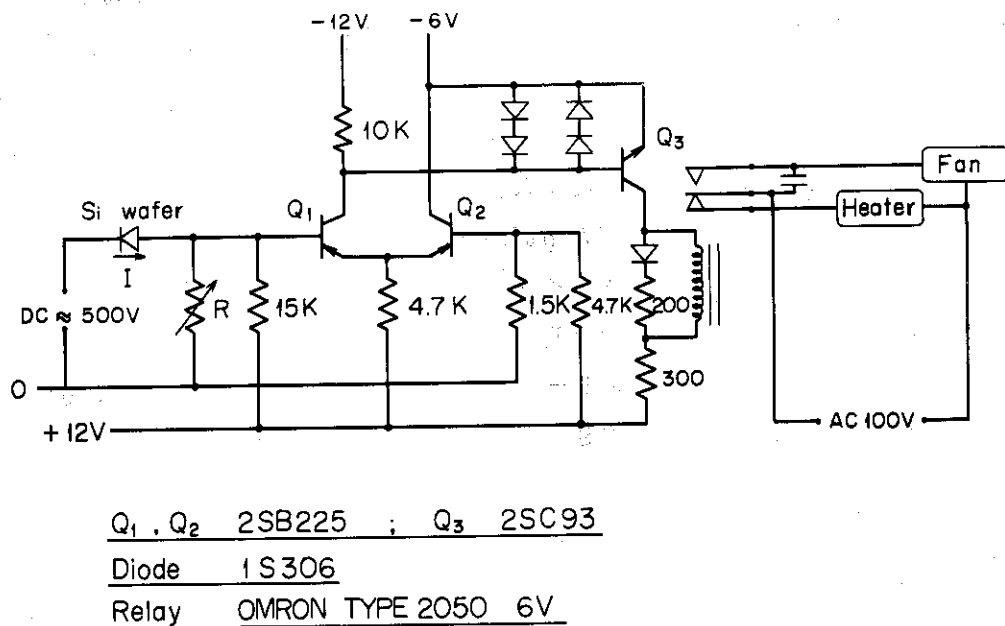


Fig.19 A control circuit for ion drift. When the current in the diode increases over 3 volts/R, the fan is turned on and the heater is turned off to cool the diode. When the current decreases below the appointed value, the fan is turned off and the heater is turned on to heat the diode.

の混合液で強くエッチングする。研磨した面が十分に鏡面状態になつたならば、メチルアルコールで反応をクエンチし洗滌する。トリクレンでn層上のピッチを溶し十分に洗滌する。ダイオードを乾燥させ有機溶媒を完全に蒸発させたのちに、上記のエッチング液と同じ組成の液で軽く2~3分間エッチングする。メチルアルコール中にp-i-nダイオードを移して反応を止め、アルコールを交換して酸を完全に除く。その後、素子を弗酸中に約3分間つけ、汚紙の上で乾燥させる。結晶上に残っている小さな弗酸の水滴は、清浄な汚紙片に吸収させて除く。以上の処理が施された素子は、デシケータ中に2昼夜おいて、金を蒸着する過程に進む。

## 2.9 金の蒸着

半導体の表面ではエネルギー帯が彎曲して、空間電荷領域が形成されている。その領域で運動するキャリアは、空間電荷によるポテンシャル井戸に拘束されており、表面に何回も衝突する<sup>55)</sup>。その結果、キャリアの表面にそつての易動度は減少する。真性半導体の表面ではエネルギー帯は上向きに曲つており、もし放射線によつて作られたキャリアの収集路表面近くを通っているならば、キャリアの一部はトラップされたり再結合したりして欠損パルスを生じる。それゆゑ放射線の入射するi面には、キャリアの収集をよくするための帰路を設けておく必要がある。

現在用いられている一方法は、金あるいはアルミニウムをi面上に蒸着することである。これらの金属はi表面に吸着された酸素とともに表面をわずかにp型に変え、かつ電極としての働きも兼ねる。他の方法は高いアクセプタ濃度をもつp層を作ることである。このことは、p型の母材を薄く残すか、i面上にアクセプタを拡散することによつて行われる。しかしこの方法によつて作られるp層の厚さは数 $\mu\text{m}$ にもおよぶので、重い荷電粒子の検出器の窓としては不適當である。最近有望視されているものに、イオン・インプラントーションによる高濃度の不純物層を作る方法がある<sup>56), 57)</sup>。これによると $0.1\mu\text{m}$ 程度の薄い層を作ることができる。

ここでは簡単な全蒸着の方法に従う。金の厚さは原理的には単原子層あるいは二原子層あれば十分であるが、薄膜の成長は一様でないことと機械的な強度を考慮して、 $100\sim 200\text{\AA}$ の厚さを目安とする。

まずタングステンでフィラメントを作り、あらかじめ真空中で白熱するまで温度を上げて、清浄な金属表面を露出させておく。一片 $10\text{mg}$ 程度の金を4~5片フィラメントにつるす。検出器のi面を表に向けFig. 20のような容器に入れて、フィラメントから約 $10\text{cm}$ 離しておく。また同図に示した清潔なガラス基板を同じ距離に置いて、金の厚さをモニターする。ガラスの形状を巾 $w\text{cm}$ ×長さ $l\text{cm}$ とし、抵抗値を $R\Omega$ とすると、金の厚さは、

$$\frac{270 \times l}{wR} \text{ \AA}$$

で与えられる。金の比抵抗値として、 $1\text{cm} \times 1\text{cm} \times 1000\text{\AA}$ の薄膜に対する値 $0.27\Omega$ を用いた<sup>58)</sup>。 $10^3\text{A}$ 以下のシート抵抗は、薄膜の微視的な一様性に強く依存するので、上記の値は目安として使用されるべきものである。また薄膜の成長速度はその中心となる核の分布に依存するが、ガラスとシリコンとでは成長速度が同じであるとした。

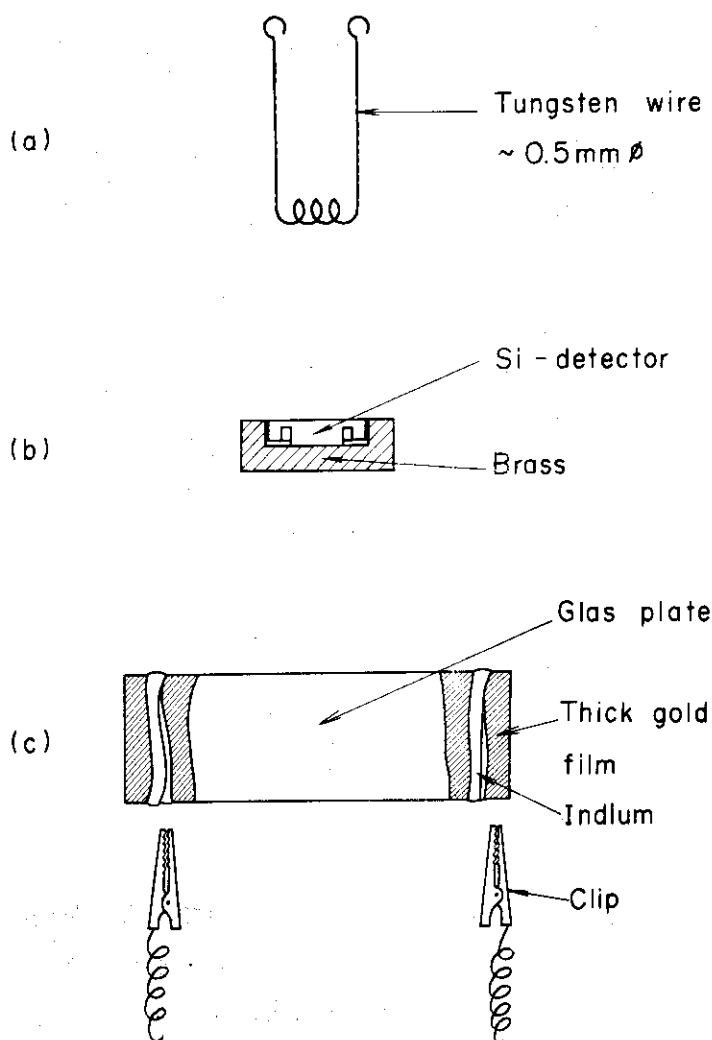


Fig.20 Evaporation of gold on a Si(Li) diode.(a) a tungsten filament.  
 (b) a Si(Li) diode. (c) a glass plate for monitoring the thickness of a gold film.

Si(Li)検出器における金の蒸着膜の効果をFig.21とFig.22に示す。これらの実験は、同一Si(Li)素子を用いて入射方向の*i*表面に金を蒸着した場合としない場合について行ったものである。Fig.21は $^{137}\text{Ba}$ の内部変換電子を観測したものであり、明らかに分解能とピーク対谷の比に両者の相違が現れている。金を蒸着しないSi(Li)検出器は、同じ処方の表面処理を施しても、同じ性能を再現するとは限らない。時としては、単色の電子線に対してピークが現れず、所定の波高値よりも小さな波高値をもつ山としてしか観測されないことがある。通常、ピークと巾の広い山とが共存する。一方Fig.22の示すように、検出器の容量に関しては、両者の間に大差がない。このことは、金の蒸着は、検出器内の電場に余り影響を与えないということの意味し、したがってキャリアの収集径路についても同様のことがいえる。それゆえ、内部変換電子のスペクトルに現れた大きな相違は、*i*表面近くでのキャリアのトラップと再結合によるものと考えられる。



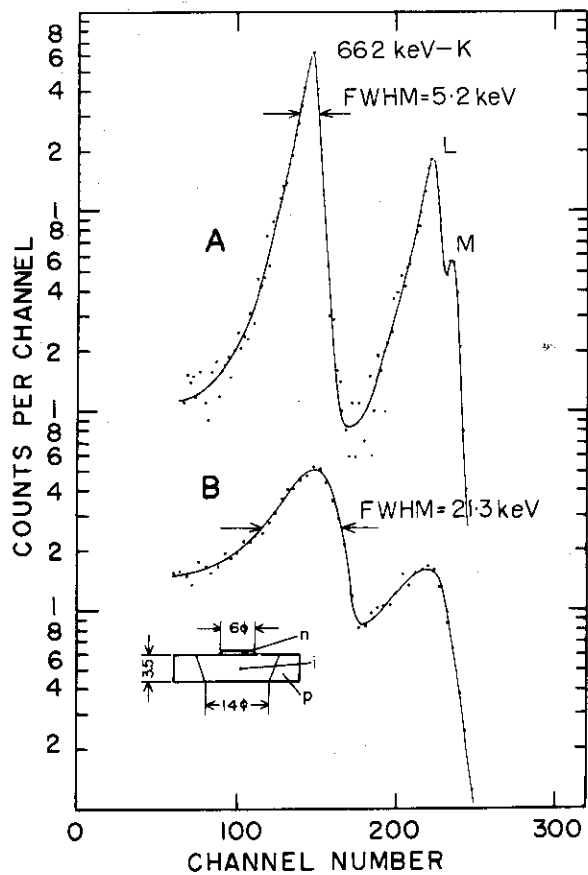


Fig.21 Energy resolutions of a Si(Li) detector:  
 (A) with a thin gold window.  
 (B) without a gold window.

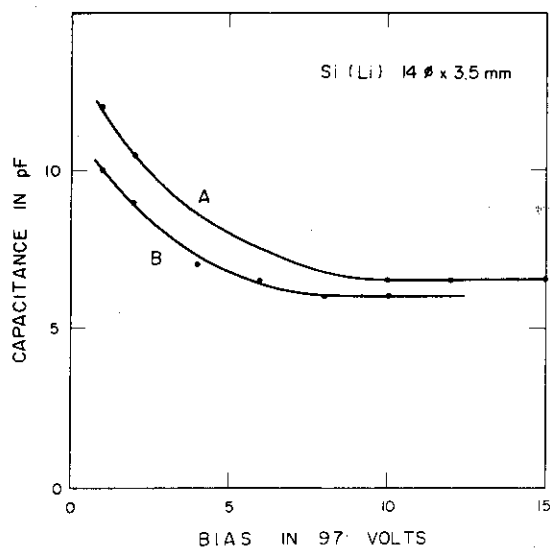


Fig.22 Capacitances of a Si(Li) detector:  
 (A) with a thin gold window.  
 (B) without a gold window.  
 The Si(Li) diode was identical with that of Fig.21.

## 2.10 他の形状の検出器

Fig. 14(b)と(c)型の検出器の製作について簡単に述べておく。(b)型検出器の製作手順は次の通りである。リシウム拡散後、水洗して余分のリシウムを除き、ウェーハをアセトンで洗滌する。 $n^+$ 面とp面に電極をとるならば、ただちにドリフトを開始することができる。ドリフトが終了すると、前と同様にクリーンナップを行う。リシウムによる汚染の程度によつては、(a)型のダイオードと比較してこの形式のものは逆電流が大きいことがある。イオン・ドリフトのためのダイオード電流を設定するとき、このことを考慮しなくてはならない。クリーンナップが完了するとp面を研磨してi領域を露呈させる。 $n^+$ 面をピッチで覆い全体を強くエッチングする。ピッチを除いたあとで、もう一度軽くエッチングして仕上げる。これに続く最終処理は全く前と同じである。

Fig. 14(c)型の検出器を製作するには、まず円柱状の単結晶にリシウムを四方から蒸着して拡散させる。結晶の中心に支持用の穴をあける。その両端面を研磨してp型母材を露出させたのちに、 $n^+$ 層をテープで保護してエッチングする。ドリフト完了後、粒子の入射方向の端の $n^+$ 層を少し除去し、仕上げの処理を施す。この端のi層の表面に金を蒸着して使用する。

## 2.11 検出器の性能検査

Si(Li)検出器の取扱いを容易するためにFig. 23のような容器にダイオードを収める。ここでは、絶縁物としてテフロンを使用した。窒化ホウ素あるいはベリリヤを用いると冷却効率が上る。検出器の $n^+$ 端子とFETのゲートとを接続するときには、FETからの熱の流入に十分注意を拂わなくてはならぬ。Fig. 24は検出器試験用のクライオスタットと真空系のブロック図である。試験用の真空槽は、排気と冷却そして室温への回復のサイクルが速く行えるように設計する必要がある。

性能を検査するために、検出器をクライオスタット上に設置する。ダイオードの両端子は、アースから絶縁したまま真空槽の外部に取り出す。液体窒素温度におけるダイオードの逆電流と容量とをバイアスの函数として測定する。容量の測定に際しては、検出器の構造に基くアースに対する容量と、配線による容量を考慮しなければならない。検出器の漏洩電流が十分に小さい( $\leq 10$  pA)ときには、プリアンプを接続して分解能を測定する。著者は、Fig. 25のような検出器とプリアンプの入力段からなるアSEMBリを使用した。ここで使用している冷却型プリアンプについては次章で述べる。プリアンプの雑音が無視できる程度のエネルギー領域では、分解能は統計によるものとトラップによる巾の二乗和の平方根になる。したがつてこの領域でエネルギー分解能を測定すると、キャリアのトラップによる影響を求めることができ、そして素材の良否を判定することができる。 $^{137}\text{Cs}$ 、や $^{204}\text{Bi}$ の崩壊にともなり内部変換電子が、この目的に適したエネルギーをもっている。Fig. 26は $^{137}\text{Cs}$ からの内部変換電子のスペクトルである。この検出器においては、トラップによる半値巾の拡がりのエネルギーに対する比は $1/300$ 以下である。

大きな漏洩電流の原因について簡単に言及する。溝を穿つときに、検出器のp-iあるいはn-i接合を横切るようにクラックが入ると、急峻な電流対電圧特性を示す。もしもi領域のみにクラックが入るならば、その程度に応じて、二重のピークを示す。ただしダイオードの逆

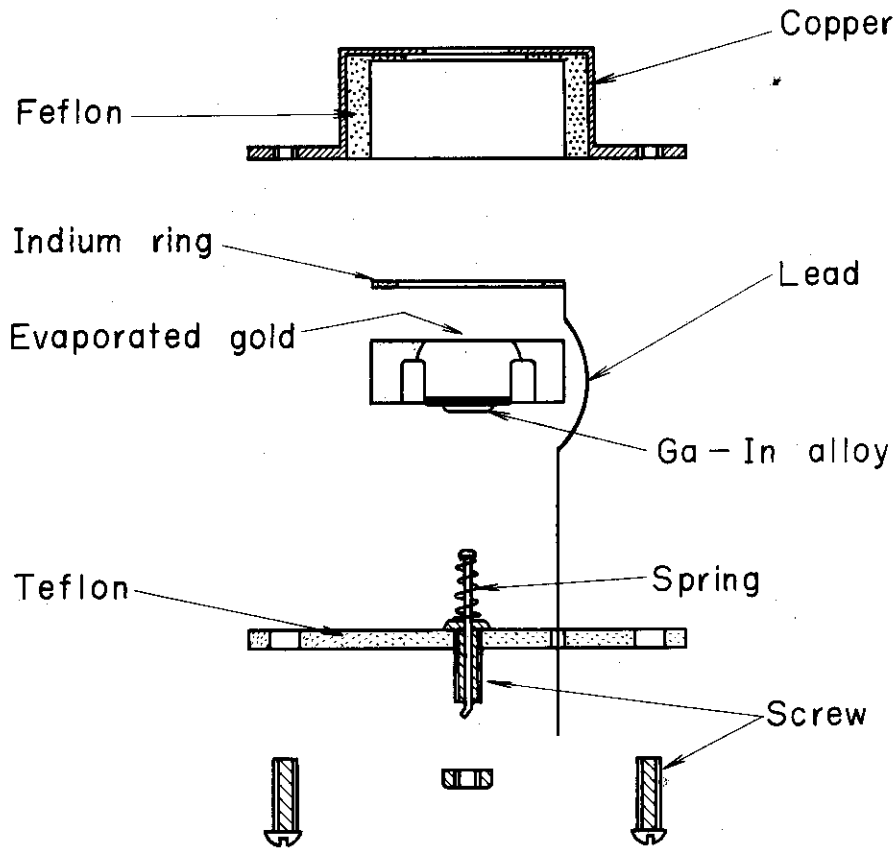


Fig.23 A case of a Si(Li) detector. A Si(Li) diode is insulated from ground by insulator to be dc-coupled to the input of a preamplifier.

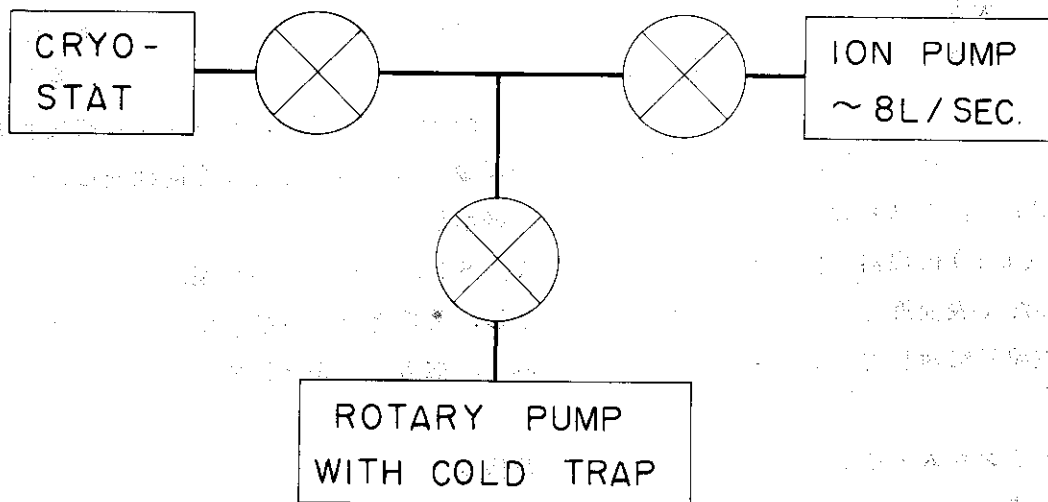


Fig.24 A schematic layout of a cryostat and a vacuum system.

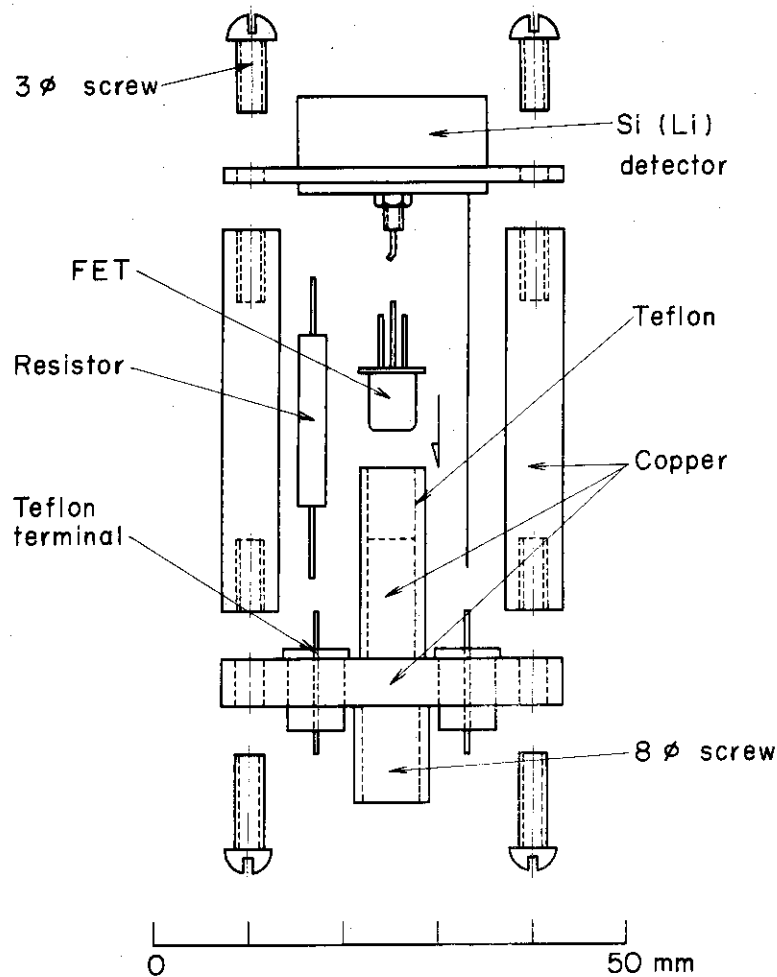


Fig.25 An assembly of a Si(Li) detector and the input stage of a preamplifier.

電流は必ずしも大きくはない。もつともよく遭遇する例は、接合部を横切つてショート回路が形成される場合である。金属が直接に *i* 層に接触したり接合部を汚したりする場合は、もちろんこの範疇に入る。リチウム汚染によつて生じた *n* 層の除去が不完全で、それが *i* 層に接するよりの形で残つている場合や、酸化が不十分な *i* 表面に金を蒸着したときにも同様なことが起る。Fig. 27 は、これらの代表的な電流電圧特性を凶示したものである。

最後に Si(Li) 検出器の保存について述べておく。Si(Li) 検出器を室温で放置しておくと、露出した *i* 表面近くではリチウムが表面に拡散し、その部分は再び *p* 型シリコンに戻る。この層は荷電粒子に対してデッド・レイヤーとして働く。拡散の目安として

$$\sqrt{Dt}$$

$D$  = リチウム・イオンのシリコン中での拡散係数

$t$  = 時間

をとることができる。これは標準偏差的な量であるので実効的な厚さは、この量の数倍に相当する。Fig. 12 から  $D$  の値を求め、2 箇月間放置したものとすると、デッド・レイヤーは数  $\mu\text{m}$  と見積ることができる。実際に、Si(Li) 検出器を 2 箇月も常温で放置しておくと、単色の電子線に対して、エネルギー損失によるピークの拡りを認めることができる。それゆえ、

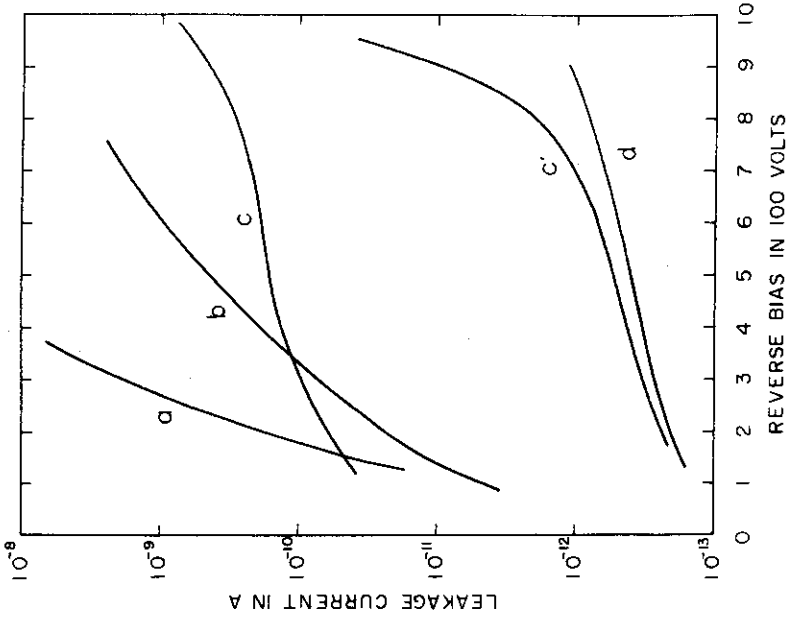


Fig. 27

Miscellaneous causes of leakage currents at liquid nitrogen temperature.

A Si(Li) detector with a crack on its junction shows such a steep volt-ampere characteristic as curve (a). When an n-type layer due to lithium contamination remains across the p-i junction, the current increases with the bias, as shown in curve (b). When gold is evaporated on an intrinsic surface incompletely oxidized, the volt-ampere characteristic behaves like curve (c). As oxidation proceeds, a Si(Li) detector shows an improved characteristic, say, curve (c'). Curve (d) is example of a good diode characteristic.

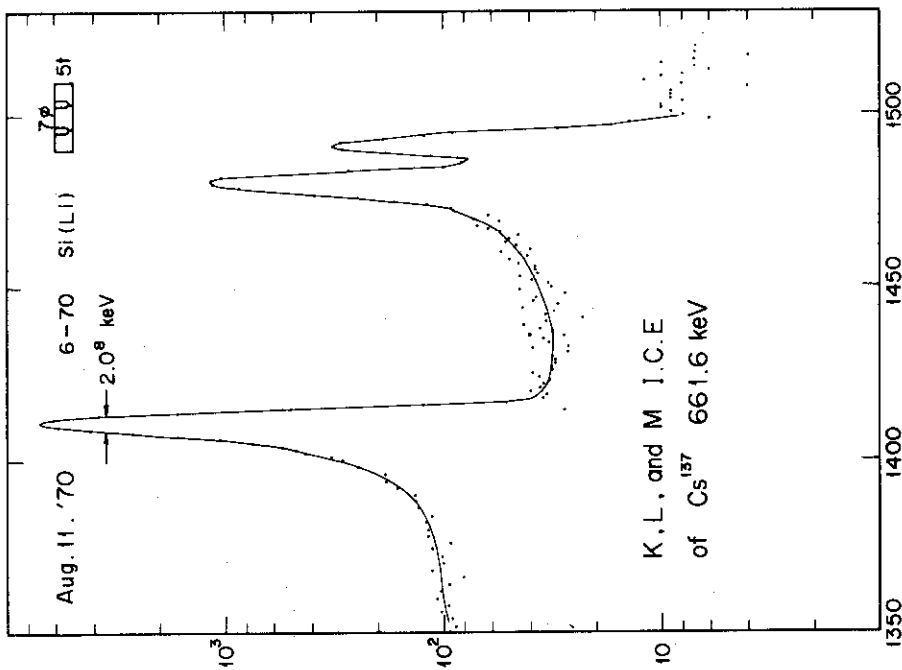


Fig. 26 Internal conversion electrons for the 662 keV transition observed with a Si(Li) detector.

JAERI-M 5000

長期にわたつて使用しないときには、冷却して保存する必要がある。使用するときには検出器の表面の金を溶し、軽くエッチングして上記の所定の処置をもう一度施す。

### 3. 増 巾 器

この章では、半導体検出器と密接な関係にある増巾器について述べる。半導体検出器用増巾器には、エネルギー分解能の他に、時間分解能や計数時性に関する多くの要求が課せられるが、ここでは議論を増巾器の雑音に限定する。まず増巾器の機能について述べ、次にプリアンプとその雑音について論じる。第三に、各雑音源を詳しく検討し、雑音を減少する方法を考察する。最後にX線および電子線用の高分解能冷却型プリアンプの製作について述べる。

#### 3.1 増巾器の機能

Fig. 28はもつとも簡単な放射線検出系のレイアウトである。検出器に生じた電流パルスは、プリアンプで積分されると同時に、他のデータ処理回路に必要なレベルまで増巾される。プリアンプの出力は、さらに、主増巾器で増巾と波形整形を受けたのち、波高分析器で分析される。

ここで増巾器系は、つぎのような二つの機能をもつ。一つは微視的な量を通常われわれが扱い易い程度の大きさの量まで増巾することである。例えば、1 keV のエネルギーに対応する信号は、Si 検出器を使用した場合約250 箇の電子の電気量に相当する。これが1 p f の容量に帯電されたとすると、

$$\frac{250 \times 1.6 \times 10^{-19} \text{ coulomb}}{10^{-12} \text{ farad}} = 40 \times 10^{-6} \text{ V}$$

の電圧パルスを生じる。われわれの身近な空間に浮遊する雑音電波に妨害されることなく、これらの信号を計数したり分析するには、約10 mV以上のパルスであることが望ましい。この場合には少なくとも、数100 倍の増巾が必要である。

他の一つは、データ処理に最適な波形にパルスを整形することである。そのもつとも代表的な例は、波高分析における分解能と波形整形との関係においてみられる。検出器からの信号を増巾するとき、増巾器には、検出器や増巾器の入力段を構成する素子からの雑音が混入する。検出できる最小のパルスの大きさは、雑音の大きさによつて制限される。それゆえ、信号対雑音比(S/N 比)は、増巾器のもつとも重要な特性の一つである。増巾器の波高分解能は、雑音源における雑音の大きさのみならず、観測に使用するパルスの波形にも依存する。このことを図式的にFig. 29によつて説明する。

検出器に生じた $\delta$ 函数的な電流パルスが、増巾器の入力に加えられたとき、プリアンプの出力は、Fig. 29(a)のような応答を示す。これは、角周波数 $\omega$ を用いて信号のフーリエ変換を $\text{rom } \omega$  の函数として描いたものである。高い周波数領域での分布函数の減少は、現実の検出器に生じる電流パルスが $\delta$ 函数ほど速い立上りと降下を示さないことに対応する。また、低い周波数帯での減衰は、完全な積分をおこなっていないこと、すなわち、帯電した電荷を有限な時間で放電することに対応する。Fig. 29(b)は雑音の周波数分布をあらわしたものである。雑音の二乗平均は、主として三つの相異なる周波数依存性をもつ項の和として表わされる。そ

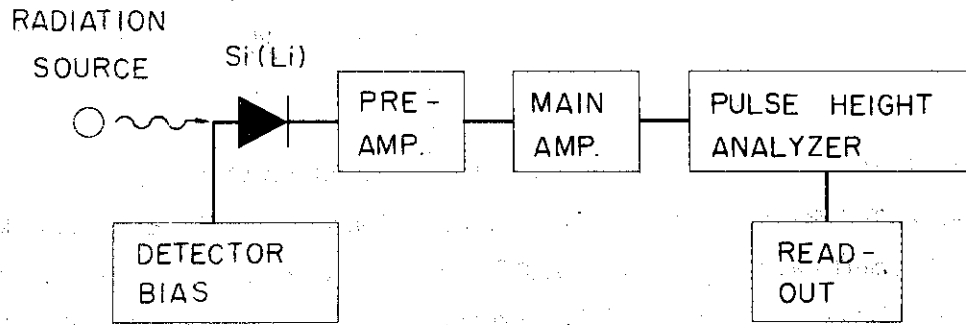


Fig.28 A simple arrangement for the radiation detection.

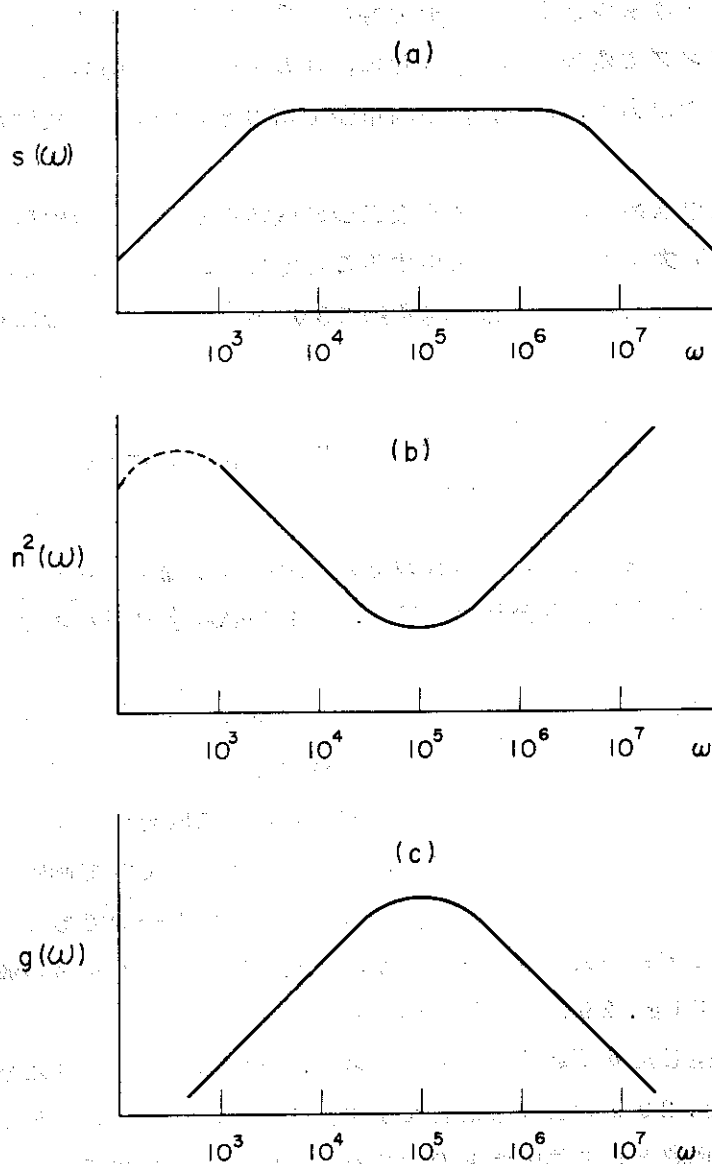


Fig.29 Frequency responses of (a) signal, (b) noise, and (c) an amplifier with a CR-RC filter.



それぞれ  $\text{rom } \omega$  を横軸として  $1/\omega$ ,  $1$ ,  $\omega$  に比例する分布を示す。点線で示した低周波数部分でのカット・オフは、信号のそれと同じ原因に起因するものである。主増巾器の周波数応答は、一回微分と積分の波形整形をおこなうものと仮定すると、Fig. 29 (c) のような形になる。増巾器の出力における雑音の大きさは、Fig. 29 (b) のように分布する量を、Fig. 29 (c) の形のフィルタで通過した量に等しい。数式を用いると、雑音の二乗平均  $\langle n^2 \rangle$  は

$$\langle n^2 \rangle = \int_0^{\infty} n^2(\omega) g^2(\omega) d\omega$$

で与えられる。

信号についても同様の議論ができる。たとし雑音と異なる点は、波高値を求めるとき各々の周波数間に存在する位相関係を考慮しなくてはならない点である。すなわち、正確に逆変換を求めることが必要である。

$$\text{出力信号 } S(t) = L^{-1}(s(\omega) \cdot g(\omega))$$

ここで  $L$  は入力信号を  $s(\omega)$  に展開する変換を表わし、 $L^{-1}$  はその逆変換を意味する。

以上の定性的議論から、信号と雑音の周波数依存性の相違により、フィルタの形を変えると  $S/N$  比が変わることが理解できる。

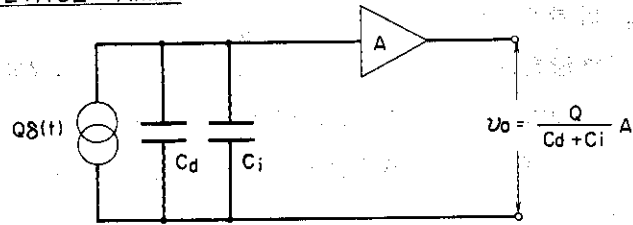
### 3.2 プリアンプとその雑音<sup>59, 60, 61)</sup>

プリアンプの入力部分は、電圧増巾型と電荷増巾型に分類される。Fig. 30 は、これらの二の型を図式的に書きあらわしたものである。入力段は積分回路を形成しているものとする。云いかえると、ここで考察の対象となる周波数帯域で、 $\omega RC \gg 1$  が満たされているものとする。電圧増巾型は、入力に電荷  $Q$  が与えられたとき、入力容量を  $C$ 、増巾器の利得を  $A$  とすると、 $AQ/C$  の出力パルスを生じる。電荷増巾型では Fig. 30 の解析から明らかなように、 $C_f$  を帰還容量とすると出力は  $AQ/C + (1 - A)C_f$  で与えられる。前者の出力は入力容量に依存するが、後者のそれは、開放利得  $A$  が十分に大きいならば  $C_f$  のみで決定される。半導体検出器のように絶縁が高く容量性の素子と考えられるものに対しては、もつばら電荷増巾型のプリアンプが使用される。

プリアンプの入力部分が、全増巾器系の分解能に第一義の重要性を持つことを前節で述べた。以下において詳しくこの部分の雑音について考察しよう。プリアンプの二段以後の増巾段の雑音は、初段のそれに比して相対的に小さい。十分に注意して製作され前置増巾器では、雑音は入力段で決定される。それゆえここでは Fig. 31 のような入力段について雑音解析を行う。雑音は、入力部分の増巾型式に依存しないので、簡単のため電圧増巾器を仮定した。増巾素子として電界効果トランジスタ (Field Effect Transistor ; FET) を使用するものとする。FET の構造と特性は次節で述べる。  $C$  は検出器の容量はもちろんのこと、増巾器素子の入力端子と他の電極間の容量、波高値較正用コンデンサー、さらに電荷増巾型の場合には、帰還容量  $C_f$  をも含めた全入力容量である。電流源は信号と雑音源の等価な電流とから成立っている。

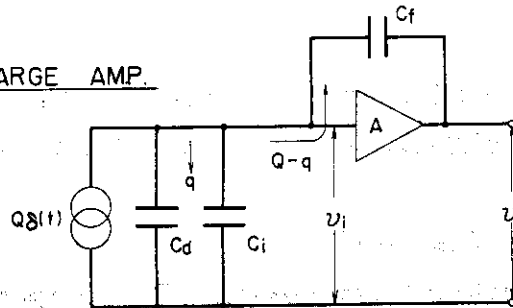
#### FET の雑音

VOLTAGE AMP.



$$U_o = \frac{Q}{C_d + C_i} A$$

CHARGE AMP.



$$\begin{cases} U_o = A U_1, \\ U_1 = \frac{q}{C_d + C_i}, \\ U_1 - U_o = \frac{Q - q}{C_f}; \end{cases}$$

OR  $U_o = \frac{AQ}{C_d + C_i + (1 - A) C_f}$

IF  $AC_f \gg C_d + C_i$ ,  $U_o = -\frac{Q}{C_f}$

Fig.30 Voltage amplifier and charge amplifier.

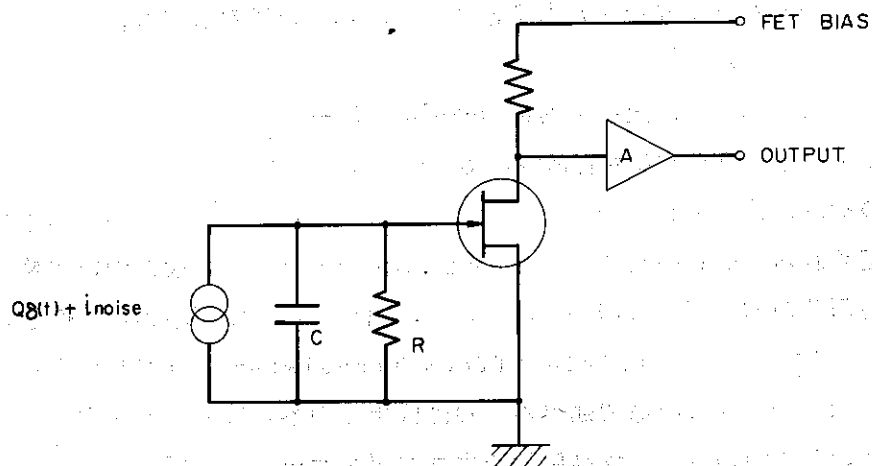


Fig.31 An equivalent network of the preamplifier for noise analysis.

FET のドレン電流によるショット・ノイズは、相互コンダクタンスを  $g_m$ 、角周波数を  $\omega$  とすると

$$\langle e_{FET}^2 \rangle = \frac{4kT\theta}{g_m} \frac{d\omega}{2\pi}$$

で与えられる。ここに、 $k$  はボルツマン定数 ( $k = 1.38 \times 10^{-16} \text{ erg/}^\circ\text{K}$ ) であり、 $T$  は FET の絶対温度である。 $\theta$  は、FET の構造によつて決定され、 $\theta = 0.5 \sim 1$  である。FET の雑音には、この他にその出力において  $1/\omega$  分布を持つ雑音が存在する。その分布係数を  $a$  とすると、雑音は

$$\langle e_f^2 \rangle = a \frac{d\omega}{\omega}$$

で与えられる。これらの二種類の雑音は、その源が信号源に対して直列に入っているので直列雑音 (series noise) と呼ばれることがある。もしゲートと他の電極間に漏洩電流が存在するならば、通常の統計的変動に従うショット・ノイズ

$$\langle i_G^2 \rangle = 2qig \frac{d\omega}{2\pi} \quad (q: \text{電子の電荷})$$

が生じる。この電流は Fig. 31 の積分回路に流れ込む。この回路の入力インピーダンスは、 $j$  を虚数単位として、

$$\frac{R}{1 + j\omega CR} \longrightarrow \frac{1}{j\omega C} \quad (\omega CR \gg 1)$$

で与えられるので、ゲート漏洩電流による電圧表示での雑音は

$$\langle e_G^2 \rangle = \frac{i_G}{\pi \omega^2 C^2} d\omega$$

となる。この雑音とこれから述べる雑音は、それらの源が信号源と並列であるので、上述の二種類の雑音と対比して並列雑音 (parallel noise) という。

#### 検出器の雑音

適切な処理を施された検出器の漏洩電流は、ホワイト・ノイズが主成分であり FET のゲートの漏れ電流と同様のショット・ノイズ源となる。それゆえ検出器の電流  $i_{DET}$  は、雑音

$$\langle e_{DET}^2 \rangle = \frac{i_{DET} d\omega}{\pi \omega^2 C^2}$$

を生じる。

## 入力抵抗の雑音

入力をシャントしている抵抗は、その中の電子の熱運動により雑音源となる。抵抗の熱雑音の大きさは、

$$\langle i_R^2 \rangle = \frac{4kT}{R} \frac{d\omega}{2\pi}$$

である。ここで、 $T$ は抵抗の絶対温度である。入力容量の両端に生じる電圧は、

$$\langle e_R^2 \rangle = \frac{2kT}{\pi\omega^2 RC^2} d\omega$$

で与えられる。

## 誘電体損失による雑音

容量が絶縁材料が、理想的な誘電体から作られているものとする、単に積分回路のパラミターとして雑音に寄与する。しかし現実には誘電体損失が存在するため、それによる雑音が発生する。容量を $C$ 、損失角を $\delta$ とすると、誘電体損失によるコンダクタンスは $\omega C \tan \delta$ となる<sup>62)</sup>。したがって、実効抵抗 $1/\omega C \tan \delta$ による熱雑音を考えると、

$$\langle i_{DIEL}^2 \rangle = 4kT\omega C \tan \delta \frac{d\omega}{2\pi}$$

を得る。雑音電圧は、次の式によつて与えられる。

$$\langle e_{DIEL}^2 \rangle = \frac{2kT \tan \delta}{\pi \epsilon C} d\omega$$

一般に $\tan \delta$ は $\omega$ の函数であり、物質によつていろいろな値を示す。

## 増巾器の入力における全雑音

周波数依存性が確定している雑音の二乗平均の総和は、

$$\begin{aligned} \langle e_{IN}^2 \rangle &= \langle e_{FET}^2 \rangle + \langle e_f^2 \rangle + \langle e_G^2 \rangle + \langle e_{DET}^2 \rangle \\ &\quad + \langle e_R^2 \rangle \\ &= \left[ \frac{2kT\theta}{\pi g_m} + \frac{a}{\omega} + \frac{1}{\pi\omega^2 C^2} \{ q(i_G + i_{DET}) \right. \\ &\quad \left. + \frac{2kT}{R} \} \right] d\omega \end{aligned}$$

である。

増巾器の出力における信号と雑音

主増巾器のフィルタ回路は、簡単のため、同じ時定数 $\tau$ を持つ一段の微分と積分回路から構成されているものとする。この場合、利得は周波数に依存し

$$g(\omega) = G_0 \frac{\tau\omega}{1 + \tau^2\omega^2}$$

と表わされる。 $g(\omega)$ を用いると、増巾器の出力における雑音電圧の二乗平均は、

$$\langle e_{\text{OUT}}^2 \rangle = \int_0^\infty \langle e_{\text{IN}}^2 \rangle g^2(\omega) d\omega$$

で与えられる。積分を遂行すると、

$$\langle e_{\text{OUT}}^2 \rangle = G_0^2 \left[ \frac{\theta kT}{2g_m\tau} + \frac{\alpha}{2} + \frac{\tau}{4C^2} \left\{ q(i_G + i_{\text{DET}}) + \frac{2kT}{R} \right\} \right]$$

を得る。

一方、検出器に電荷 $Q$ が生じたとする。十分大きな $\omega RC \gg 1$  に対しては、主増巾器の入力は $Q/C$ の階段状の電圧パルスとなる。増巾器のフィルタを通過したあとの波形は、ラプラス変形を用いて簡単に求めることができ、

$$\text{出力波形} = \frac{Q}{C} \frac{t}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}}$$

となる。したがって、

$$\text{出力波高} = \frac{QG_0}{eC} \quad (e = 2.718 \dots)$$

を得る。

出力における信号と雑音とを比較することにより、同じ出力雑音を与える等価雑音電氣量(ENC)を求めることができる。すなわち

$$(\text{ENC})^2 = \frac{e^2}{2} \left[ \frac{\theta kTC^2}{\tau g_m} + \alpha + \tau \left\{ \frac{g(i_G + i_{\text{DET}})}{2} + \frac{kT}{R} \right\} \right]$$

Si 検出器を使用する場合の分解能は、eV 単位の半値巾で表わすと

$$\text{FWHM}(eV) = \frac{2.35w}{q} (\text{ENC})$$

で与えられる。ここで $w$ は、一箇の電子とホール対を作るのに要する平均エネルギーであり、シリコンに対しては、77°K において $w = 3.8 eV$  である。

### 3.3 各素子の雑音

前節において求めた雑音の式から判るように、雑音の種類によつて、 $\tau$ 、 $C$ 、 $T$ への依存の

仕方が異なる。 $\tau$ ,  $C$ ,  $T$ の値を適当に選んで、出力における雑音の大きさを測定することにより、各雑音の成分を定量的に求めることができる<sup>60)</sup>。しかし定量的な解析を待つまでもなく、雑音の公式の定性的な考察から、雑音の減少に関する有益な情報と注意を得ることができる。この節では、入力段を構成する各素子ごとに、その雑音と対策を検討する。

### FET<sup>63)</sup>

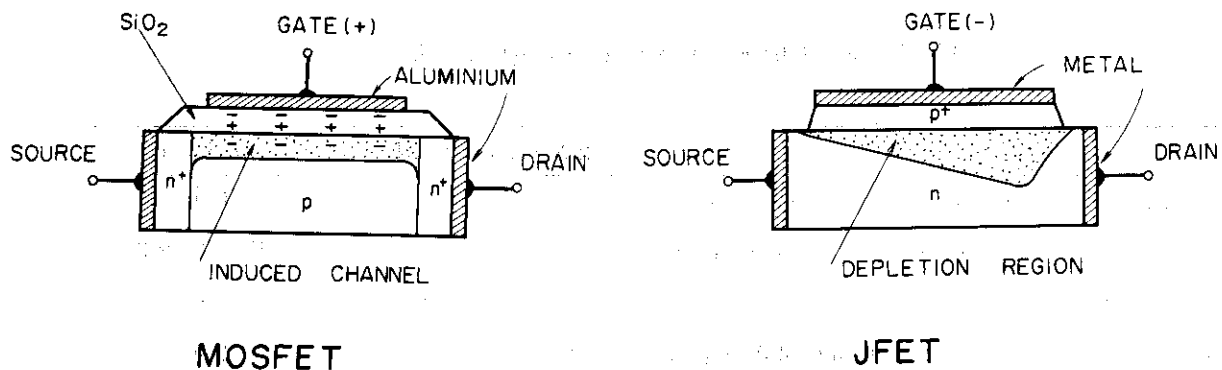
前節で増巾器の入力段の雑音を解析する際、増巾素子としてFETを仮定した。ここで他の増巾素子についても簡単に述べておく。FETの出現する以前には、電子管が最も低雑音であつた。これは、一般に電子管の入力インピーダンスが高いこと、また相互コンダクタンスが大きく、小さな $1/f$ 雑音の真空管が製作されていたことによる。電子管により達成された最高の分解能は、シリコン換算で、 $1.52 \text{ keV FWHM}$ であつた<sup>64)</sup>。バイポーラ・トランジスタの増巾作用は、ベース電流を制御することによつて行なわれる。それゆえトランジスタの入力インピーダンスは、電子管やFETのそれらに比べて小さい。漏洩電流のショット・ノイズの式から判るように、このことは低雑音で動作することに対して原理的な制約となる。

FETは、電子管と同様に電圧制御の増巾素子なので、入力インピーダンスが高い。相互コンダクタンスも真空管と同程度であり、また低雑音である。さらに電子管より有利な点は、ヒータを必要としないことである。このことにより作動温度を下げて使用でき、雑音をさらに減少できる。FETの主な欠点は、普通のトランジスタと比較して、利得と帯域巾の積が小さいことである。それゆえ、特に速い立上りのパルスが必要とする場合には、利得をある程度犠牲にする必要が生じる。FETは大きく分けて二種類ある。MOS-FET (Metal-Oxide-Semiconductor FET) と JFET (Junction FET) とである。両者の原理的構造と各部の名称をFig. 32に描く。前者の作動原理は次のごとくである。ゲートに正の電圧が印加されたとき、p型の基板上に作られた絶縁体 $\text{SiO}_2$ をはさんで、その基板上に負の電荷が誘起され、実質的なn型の導電通路が形成される。これを通つて電子が流れ、また、通路の拡がりを変えることによつて電流を変化させることができる。一方JFET (あるいは単にFET) ではゲートがチャンネルに対して負にバイアスされた場合、ゲートとチャンネルとの間に空間電荷領域が作られ、電子の流れる通路を狭はめる。これにより電流量に変調をかけることができる。現在のところ、MOSFETは、低雑音のFETに比べて低周波の雑音が多い。この雑音は、シリコンの酸化被膜中の不純物や欠陥によるものとされている。半導体検出器用プリアンプには、普通JFETが使用される。

FETの特性をFig. 33に例示する。Fig. 33の左の図はドレン電流-電圧特性を示し、FETの動作点を定め、そのバイアスを決定するのに使用される。Fig. 33の右の図は伝達特性とよばれ、これから相互コンダクタンス $g_m = (dI_{DS} / dV_{GS})_{V_{DS}}$ を求めることができる。 $I_{DS}$ が、ほとんど零に等しくなるゲート・バイアス(ピンチ・オフ電圧)を $V_p$ とすると、

$$g_m = g_{m0} \left(1 - \frac{V_{GS}}{V_p}\right)^2$$

と近似できる。FETは、通常、雑音が小さく $g_m$ の大きい $V_{GS} \approx -0V$ 近くにバイアス



MOSFET

JFET

Fig.32 Basic structures of MOSFET and JFET.

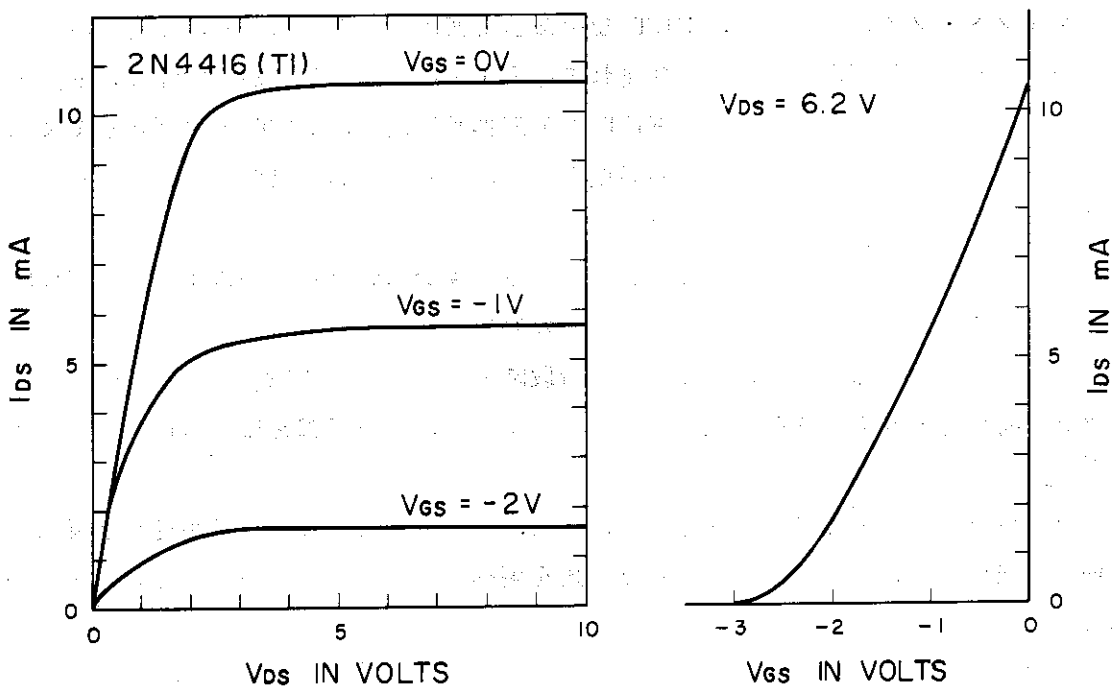


Fig.33 The drain characteristics (on the left) and transfer curve (on the right) of an n-channel JFET.

して使用される。

FET を特徴づける他の量は、入力容量とゲートの漏洩電流である。現在の代表的な二種類の FET のパラミターを Table 3 に要約しておく。

Table 3 Characteristics of FET

	2N4416 (TI)	TIS75 (TI)
Transconductance at 20 °C, mA/V	5 ~ 6	15
at optimum temperature	10 ~ 11	20 ~ 23
Gate capacitance, pf	3.5	20 ~ 30
Gate leakage current at 20 °C, pA	<5	<20

2N4416 は、 $g_m$  があまり大きくないが  $C_g$  が小さいので、小さな外部容量（数 pf）用のプリアンプに適している。一方、TIS75 は、 $g_m$  が大きく  $C_g$  もかなり大きいので、大きな容量（20 pf 以上）を持つ検出器に使用するプリアンプに有効である。

FET のショット・ノイズの式から、FET を冷却して使用することにより、雑音を減少できることが判る。温度を下げることは式に含まれている  $T$  を小さくするばかりでなく、 $g_m$  を増加することで間接的にも雑音を減じる。FET の最適作動温度は、FET チップとして使用されている素材の物理的性質から予想される温度よりも、はるかに高い温度である。これは FET の製造方法に関する技術的な原因による。

以上に述べたパラミターは比較的測定し易い量である。実際にわれわれが入手できる FET は、これらのパラミターから計算した雑音より大きな値を示す。これは  $1/f$  雑音の寄与による。 $1/f$  雑音を減少させることは、FET の製造段階に立ちかえつて検討する必要がある。FET チップを特殊なセラミック基板上にのせることにより、大巾に雑音を減少したという報告がある<sup>65)</sup>。

FET の雑音はもちろん型式により異なるが、また、同一型式でも製造業者が違くと特性も変わる。使用に当つては、箇々の FET の S/N 比を調べ選別する必要がある。その方法を次節で述べる。

## 抵抗

抵抗から発生する雑音は、大きな値の抵抗を低温で使用することにより減らすことができる。抵抗値の上限は、FET のゲート・バイアスとの兼ね合いで決まる。検出器の漏洩電流を  $i_{DET}$  とすると

$$R(\Omega) \approx \frac{0.1 (V)}{i_{DET} (A)}$$

が適当な値である。

例として  $R = 5 \times 10^{10} \Omega$  の抵抗の熱雑音を求めてみよう。 $T = 100^\circ K$ ,  $\tau = 5 \mu sec$ ,



$w = 3.6 \text{ eV}$ ,  $q = 1.6 \times 10^{-19} \text{ coulomb}$ とすると、抵抗の熱雑音は  $40 \text{ eV}$  となる。実際の抵抗はこの値より大きな雑音を示す。良い特性の抵抗は、その分布容量を  $C$  とすると  $R / (1 + j\omega CR)$  に従うインピーダンスをもつが、多くのものは、複雑な形で周波数に依存する。この原因はいまだに解決されていないものもあるが、抵抗に使用される薄膜の微視的一様性や、リードと薄膜との接触状態によるものと考えられている。

### 誘電体

理想的な誘電体の雑音への寄与は、FET のショット雑音の項を通して行われる。外部容量が  $1 \text{ pF}$  増加したときの雑音の増加は、液体窒素温度で  $20 \sim 30 \text{ eV}$  (シリコン換算) である。

次に誘電体損失による雑音の大きさを評価してみよう。簡単のため、損失角  $\delta$  は、周波数に依存しないものとする。増巾器のフィルタの時定数  $\tau$  における熱雑音と損失コンダクタンスによる雑音とを比較すると、

$$R = \tau / C \tan \delta$$

なる実効抵抗を得る。いま  $C = 0.1 \text{ pF}$ ,  $\tan \delta = 100 \times 10^{-4}$ ,  $\tau = 5 \mu \text{ sec}$  とすると、これに相当する抵抗値は  $R = 5 \times 10^9 \Omega$  となる。抵抗による雑音を評価した例から判断すると、 $100^\circ \text{ K}$  に冷却したときの上記の誘電体損失による雑音は; 約  $120 \text{ eV}$  となる。いままでに述べたことから、入力にはできるだけ誘電体を近づけないこと、また絶縁材料を使用する必要がある場合には、高周波特性のよいものを用いなければならないことが判る。

### 入力段の回路構成

上述の議論から、入力段を構成する素子は多かれ少かれ雑音源になることが判明した。したがって、素子数を減らすことができるならば、分解能の改善に役立つであろう。この例を Fig. 34 に示す。Fig. 34 (a) は通常の抵抗帰還方式のプリアンプに検出器をコンデンサーを介して接続したものである。この容量は、絶縁と雑音に関する厳しい要求を満たさねばならぬ。

Fig. 34 (b) のように、検出器を絶縁して直接 FET のゲートに接続すると抵抗と容量が不要になる。冷却型プリアンプには、もつばらこの型式のものが用いられる。Fig. 34 (b) において、 $R_f$  は FET のゲートの電位を一定に保つための帰還抵抗として用いられる。

Fig. 34 (b) は、この  $R_f$  を取除き、出力の一部を光でフィード・バックしたものである<sup>66)</sup>。出力は発光ダイオードで光に変換され、その光は FET の接合部分を照らす。これにより接合部を横切つて光電流が流れ、ゲートを適正な電位に保つことができる。光への変換は、連続して行い場合と断続的に行い場合に行い場合がある<sup>66, 67, 68)</sup>。前者においてはフィード・バックされた光電流は雑音として加算されるが、後者においては加算されない利点がある。

現在では、低雑音の抵抗が開発され、従来の抵抗帰還方式のプリアンプでも光電帰還方式以上の成績を上げている<sup>69)</sup>。両型式のプリアンプとも、最高水準のものは、外部負荷なしで、約  $80 \text{ eV}$  (シリコン換算) に達している。

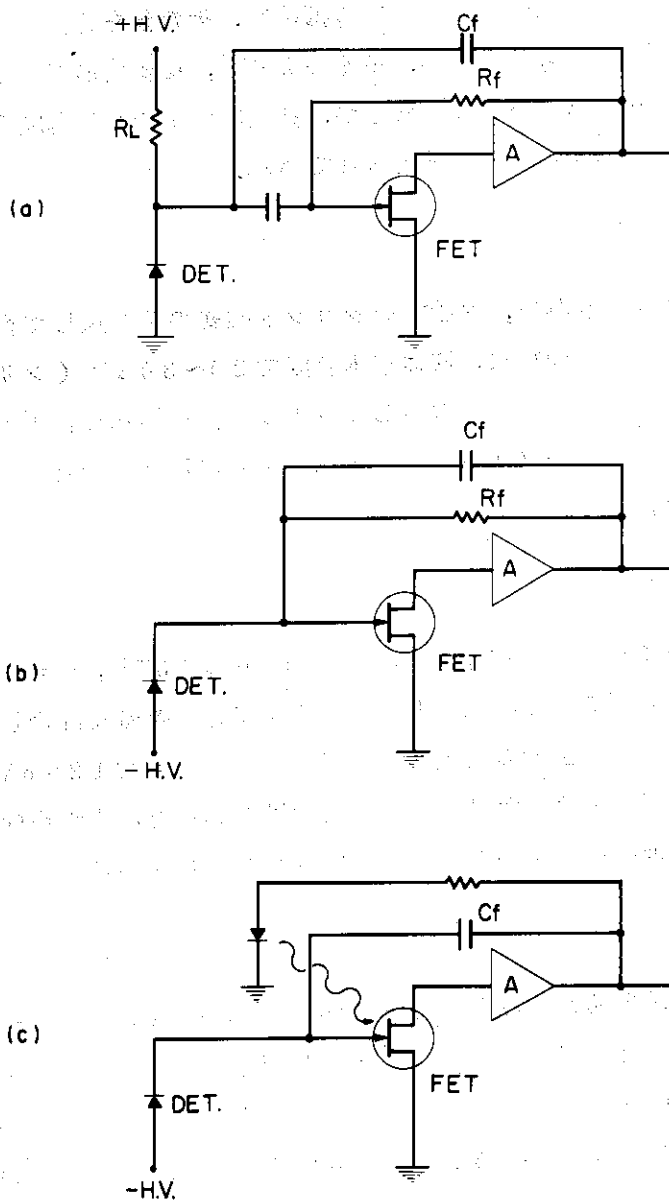


Fig. 34 Detector-preamplifier coupling networks and feedback schemes.

- (a) ac-coupling with a feedback resistor.
- (b) dc-coupling with a feedback resistor.
- (c) opto-electronic feedback.

### 3.4 冷却型プリアンプの製作

この章の終りにあつてX線および電子線用検出器に使用する冷却型プリアンプの製作について述べておく。電荷増巾段には抵抗帰還方式を採用する。この方式は、光電帰還方式と同程度の性能を示し、かつ回路の構成が単純な点が勝れている。

#### 回路とFETのバイアス法

電荷増巾段の具体的な回路図をFig. 35に示す。入力に与えられた電流パルスは、FET

を含む入力段で積分される。増巾された電流パルスは、低入力インピーダンスをもつベース接地のトランジスタ  $Q_2$  からなる増巾回路を通り、 $C_{BOOT}$  で、ブート・ストラップされた高入力インピーダンスの増巾段に入る。出力パルスは、 $C_f$  を通して入力に帰還される。FET のゲートの電位は、 $R_f$  によつて出力と同じレベルに保たれている。検出器に漏洩電流が流れる場合には、ゲート・ソース間の電圧  $V_{GS}$  は、

$$V_{GS} = V_{OUT} + i_{DET} R_f$$

で与えられる。大多数の市販されているプリアンプも同様の構成になつているので、以下に述べる調整方法が、そのまま適用できる。

FET の動作点は、 $Q_2$  のベース電圧と  $R_D$  を流れる電流によつて決定される。いま FET を  $V_{GS} \approx -0V$ 、ソース・ドレイン間の電圧を  $V_{DS}$  にバイアスすることを考えよう。 $Q_2$  のベースを  $(V_{DS} - 0.6)V$  にバイアスする。ここで  $0.6V$  は  $Q_2$  のエミッタ・ベース間の順方向の電圧降下、すなわち、カット・イン電圧である。 $V_{GS} \approx -0V$  のときのドレイン電流を  $I_{DS}$ 、 $Q_2$  のエミッタ電流を  $i_{e2}$  とすると

$$R_D + r = \frac{V_{DD} - V_{DS}}{I_{DS} + i_{e2}}, \quad i_{e2} \sim 1mA$$

となる。もし、 $I_{DS}$  が非常に大きく ( $\geq 20mA$ )、 $V_{GS}$  を負の電位にバイアスする必要があるときには、FET のソース側に  $R_S = \frac{V_{GS}}{I_D}$  を挿入して自己バイアスをつける。また、 $-0.5V < V_{GS} < 0V$  の範囲で調整を要するときには、 $R_D$  を少し大きくする。

### FET の選別

Fig. 35 における点線の部分は、クライオスタット中に収める。Fig. 25 はそのの入力部分のアセンブリーの一例である。FET の動作点は、 $V_{DS} = 3 \sim 6V$ 、 $V_{GS} \approx 0V$  と選ぶ。動作点における  $I_{DS}$  を測定し、上で述べた手順でプリアンプを調整する。端子や素子間の接続には熱の流入に注意して、細くて (約  $30\mu m$ ) 熱伝導の悪い導線を用いる。FET の接合部での発熱により、ゲートのリードは周囲より温度が高いため、それと他の素子との結線には特に注意しなくてはならぬ。

FET の S/N 比を、Fig. 36 に示したブロック・ダイアグラムに従つて測定する。プリアンプの出力を主増巾器で増巾し整形する。下に示す例では、 $5\mu sec$  の時定数をもつ微分積分回路で整形した。主増巾器の出力は、シングルチャンネル波高分析器と RMS メータに接続される。RMS メータの帯域巾は、 $10MC$  以上あることが望ましい。プリアンプの二段以後の雑音は、初段のそれに比して十分小さくなくてはならぬ。それゆえ次のような手順によつてこのことを確認する。まず、プリアンプの出力をシンクロスコープで観察し、外部からの大きな雑音や雑音の大きい素子がないことを確認する。もし存在するならば、雑音源を除去する。次に、 $C_f$  を  $1 \sim 0.1 pf$  の間で段階的に変えて、S/N 比を測定する。もし変化が十分に小さい ( $5\%$  以下) ならば、二段以後の雑音は、FET の選別の妨げとはならない。以上の用意が終ると外部  $C_f$  を取り除き、抵抗の分布容量で  $C_f$  の代用をする。パルサーから  $C_{CAL}$  に較正用

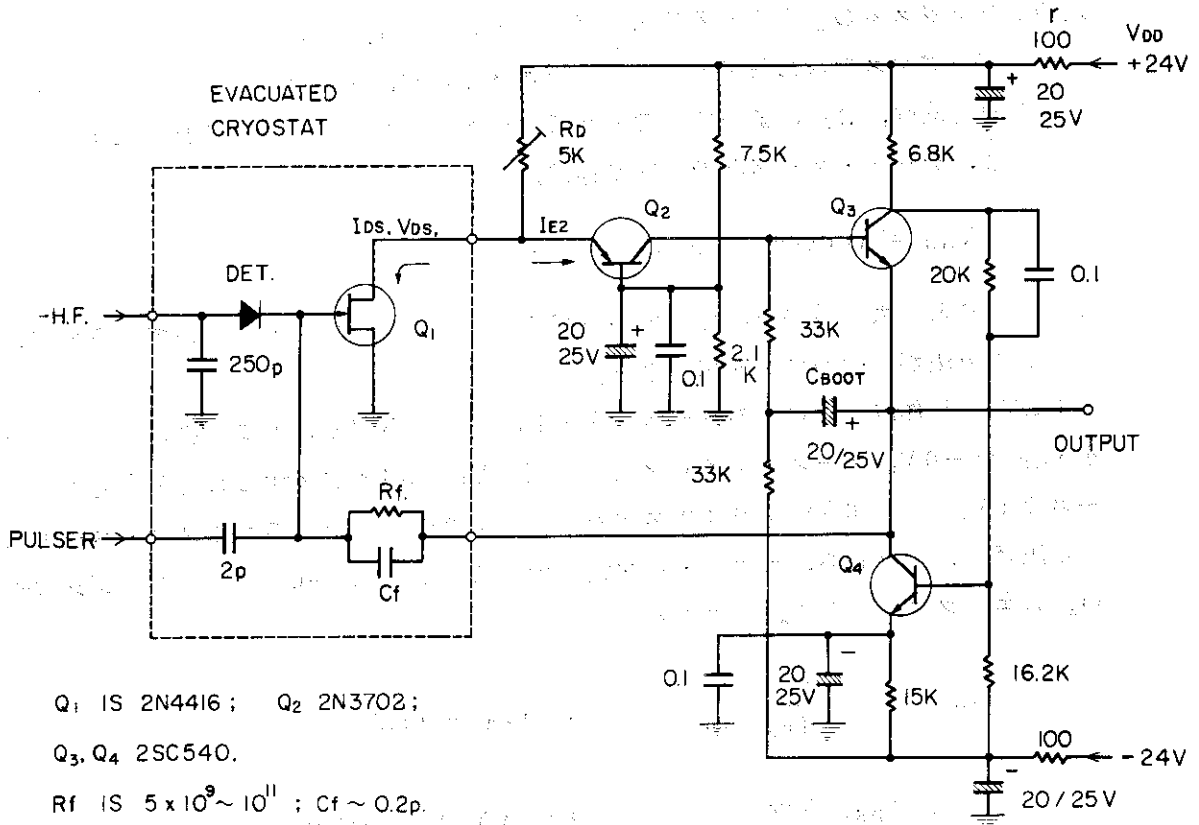


Fig.35 An example of charge amplifier.

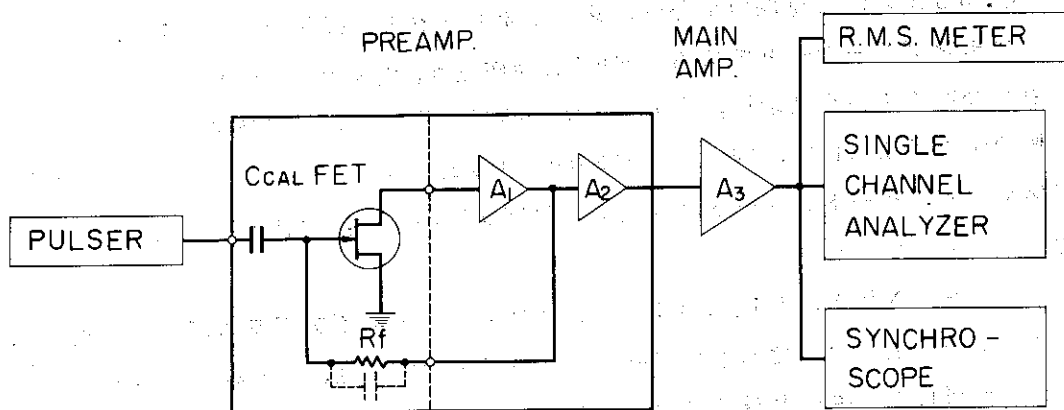


Fig.36 A block diagram for selection of low-noise FET's.

パルスを入れ、増巾器の出力における信号の大きさを計る。二種類の大きさのパルスに対応する出力波高差を求めると、 $\ast 0$  波高値に対する補正を自動的に行える。雑音の大きさを RMS メータで測定して相対的 S/N 比を求める。

室温での S/N 比の測定が終了するとクライオスタットを真空にし、液体窒素温度に冷却して低温での FET の特性を測る。FET が冷却するにつれてドレン電流が増加するので、 $R_D$  を小さくして常に  $V_{GS}$  を一定に保つよう調節する。普通 FET は最適作動温度をもち、その温度までは S/N が改善されるが、その点を越えると悪化する。物理的意味をもつ FET の接合部の温度は測定困難であり、また FET ケースの温度も計測場所と冷却条件によつて変るので、FET の温度を測定することは断念する。その代わりに、S/N 比を時間を追つて計り、最高値を求め、それを再現することを試みる。

消費電力のあまり大きくない FET (2N4416, 2N3823) に対しては、Fig. 25 に示したような  $4.7\phi \times 16\text{mm}$  のテフロン管を使用して FET の冷却を調節する。抵抗、容量が十分に液体窒素温度に冷却された状態で、FET が最適温度に保たれていることが望ましい。上記のテフロン管を用いた場合の S/N 比と冷却時間の関係を Fig. 37 に示す。使用したクライオスタットの冷却に要する時間は、約 40 分である。抵抗と容量が十分に冷却したと考えられる時点でプリアンプの電源を切り、数分後に再び通電する。そのとき雑音が徐々に減少し、極小値を経たのちにわずかに増加する状態が選別に好都合である。上記の寸法の配置は、この状態を容易に実現する。Fig. 38 は、2N4416 (TI) についてこのように測定して得られた室温での S/N 比と、冷却時での最大 S/N 比との相関関係を調べたものである。測定した FET の箇数が必ずしも多くないので断定しかねるが、両者の間にはある程度の相関が存在することが判る。室温で S/N 比を測定して上位 30% のものを選ぶと、その中に冷却したとき最良の性能を示すものが含まれている公算が大きい。この事実は、FET の選択の労を軽減する。

#### 抵抗の選別

FET を最適温度に保つように、FET とテフロン管との接触を調節する。微調整は、 $V_{DS}$  あるいは  $I_{DS}$  を変えることにより、接合の発熱量を増減させて行い。同一条件のもとで、抵抗を順次冷却して S/N 比を測定する。手順は FET の選別と同じである。Pylofilm 社の HR 600  $5\text{G}\Omega$  について試験した結果、プリアンプの雑音はシリコン換算で 250 ~ 280 eV の間に分布した。このとき、 $5\mu - 5\mu\text{sec}$  の微積分パルス整形を行つた。これらの値は、FET と容量の雑音をも含んでいるので、抵抗自身の雑音の差違は 30% 程度に達するであろう。

#### 波高値の較正

S/N 比の測定に用いた信号の大きさは、実際に検出器を接続し冷却して較正する。 $E_\gamma$  eV のエネルギーをもつ  $\gamma$  線、あるいは X 線に対応する波高値を  $V_\gamma$  とし、S/N 比の測定に使用した信号に対する出力を  $V_{CAL}$  とする。そのとき分解能は、

$$2.35 \times \frac{N}{S} \times E_\gamma \times \frac{V_{CAL}}{V_\gamma} \quad (\text{FWHM})$$

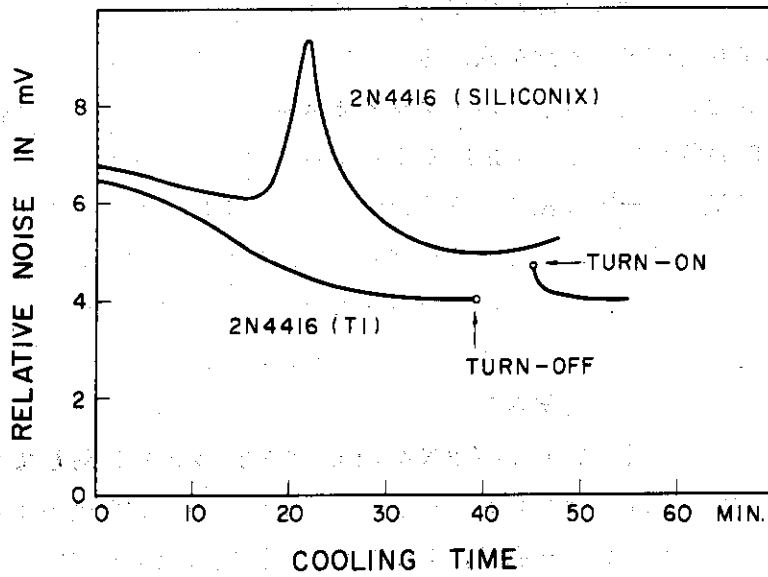


Fig.37 Effect of cooling on noise in EFT's.

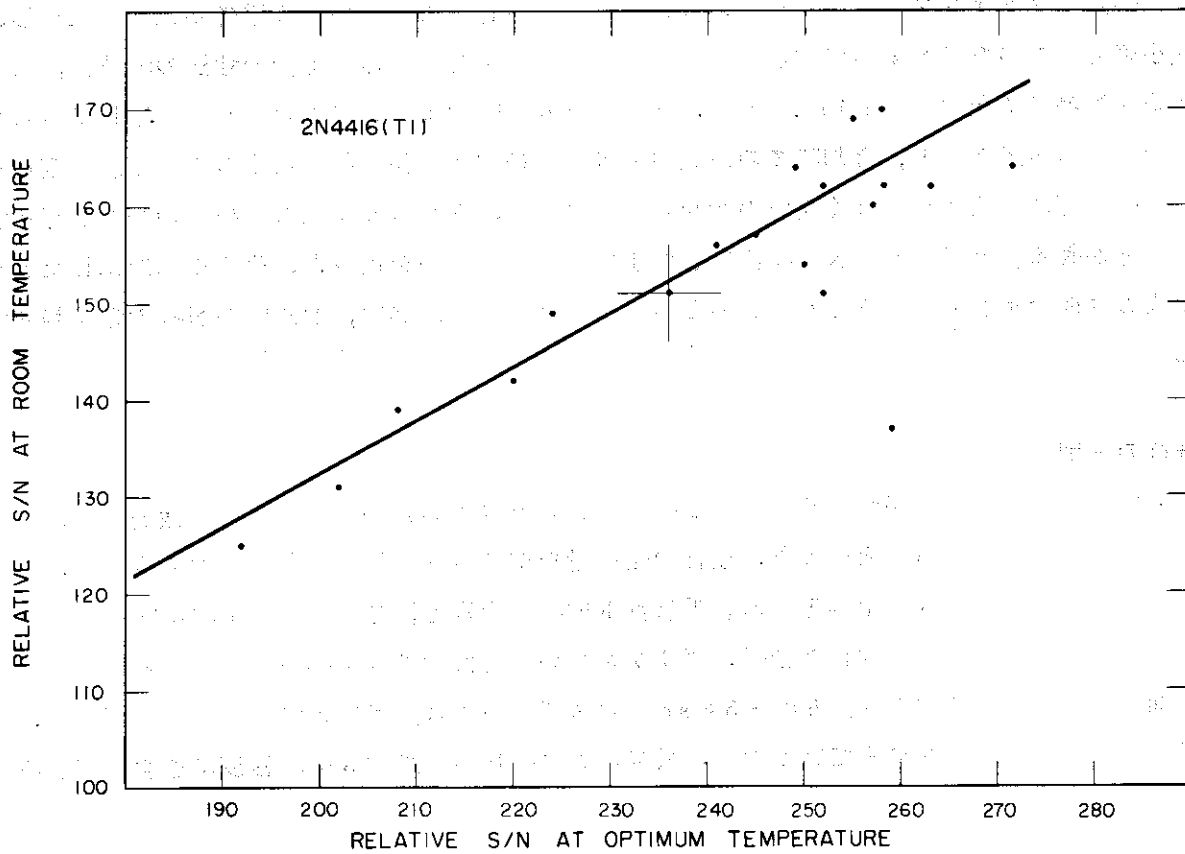


Fig.38 Signal-to-noise ratios at room temperature and optimum operating temperature.

で与えられる。

### 最終的組立と調整

それぞれ選別した FET と抵抗を用いて入力段を組立てる。抵抗の分布容量が非常に小さい時 ( $< 0.1 \text{ pf}$ ) には  $C_f \approx 0.2 \text{ pf}$  を付加する。このことは増巾器の利得を下げ帯地帯を拡げるため、あるいは別な言い方をすると、立上りを速めるために必要である。  $C_f$  として、ポリエチレンかテフロンの小片に導線を固定したものを使用することができる。  $C_{\text{CAL}}$  は特に必要としない限り除く。必要な場合には帰還容量の低インピーダンス側に大きな容量を介して較正用パルスを入れる。 FET の熱接触を加減して最適作動温度になるよう調節する。プリアンプの出力をシンクロスコープで観察して、数  $\text{KC} \sim 100 \text{ KC}$  の範囲にマイクロホック雑音が存在するかどうか調べる。もし存在するならば、抵抗やコールド・フィンガーの振動が原因となっているので、これらの振動を除く工夫を必要とする。

このようにして製作したプリアンプは  $5 \mu \text{ sec}$  の時定数の一段の微積分回路を使用した場合  $250 \text{ eV}$  (FWHM; シリコン換算) を示した。 Fig. 39 はこの系で  $^{237}\text{Np}$  と  $\text{Cu}$  の  $\gamma$ ・X線 を測定したものである。パルス整形は、  $3.2 \mu \text{ sec}$  準ガウス型フィルタをもつ原研製スペクトルスコピー・アンプを用いて行つた。使用した波高分析器に微分回路が含まれているので、最適波形による測定ではないことを注意しておく。

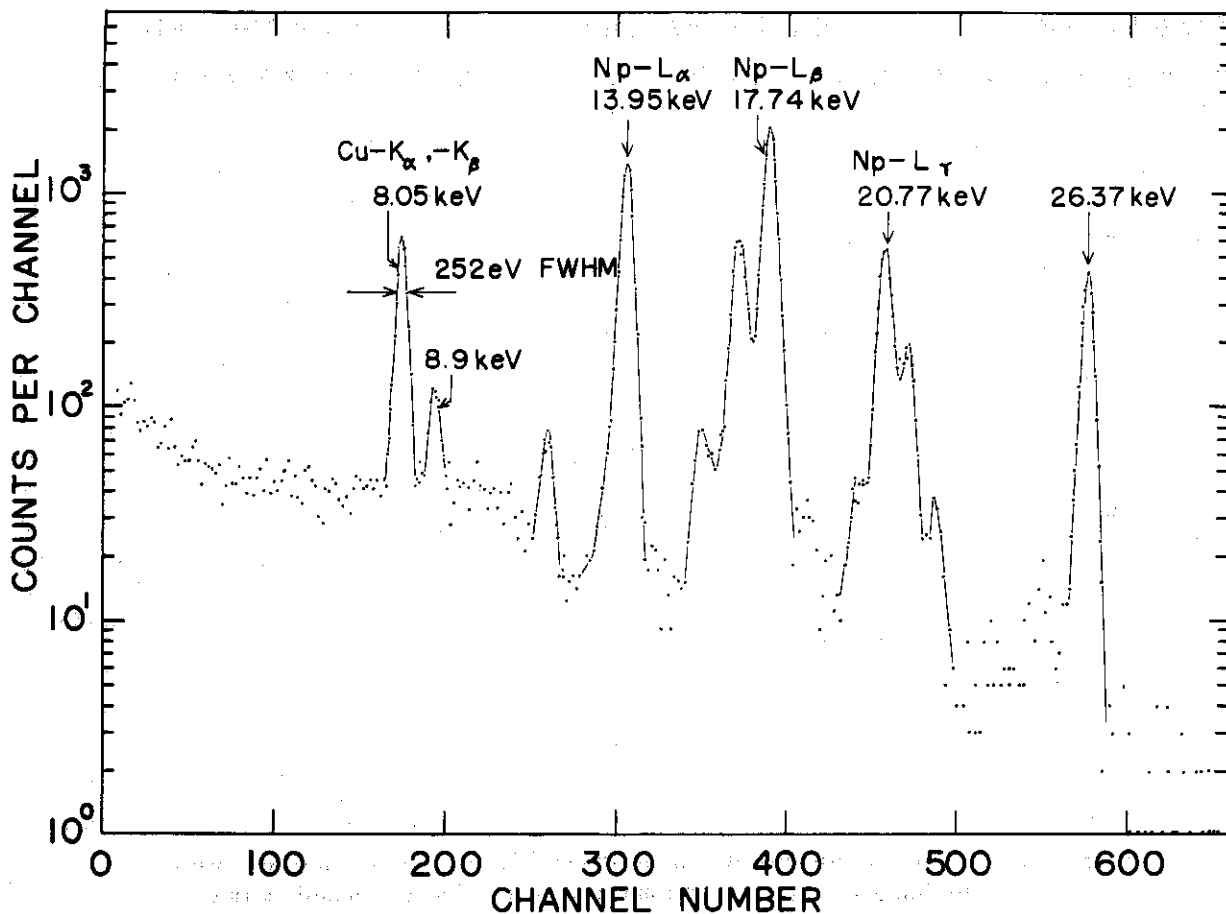


Fig. 39 Photon spectrum from  $\text{Cu}$  and  $^{237}\text{Np}$ .

## 4. Si(Li)検出器の核分光学への応用

Si(Li)検出器は、放射線検出器としての理工学、医学、生物学、農学などへの広い応用分野をもっているが、ここでは核物理学への用途のみに限定して考察する。また応用例は枚挙にいとまないで、列挙することは断念し、その基本的な使用法を論ずる。Si(Li)検出器は、大別するとX線や低エネルギー $\gamma$ 線用検出器として使用される場合と、荷電粒子用検出器として使用される場合がある。次の二節でこれらを取扱い、最後にSi(Li)検出器の新しい応用としてベータ・コンプトン抑止型スペクトロメータを紹介する。

## 4.1 光子検出器

Fig.1 に示したように、厚さ3mmのSi(Li)検出器は20keVのX線をほとんど完全に阻止する。シリコンの単位厚さ当りの阻止能は、NaIシンチレータの約 $1/6$ であり、ガス検出器のそれをはるかに凌ぐ。Si検出器の分解能は、前にも述べたとおり、回路の雑音、信号量の揺ぎ、信号の欠損による拡がりの二乗和の平方根によつて与えられる。それゆえ十分低いエネルギーの光子に対する分解能は、エレクトロニクス回路の雑音によつて決定される。その大きさはシリコン換算の半価巾で、1964年に $1.5\text{keV}^{64)}$ 、1970年に $8.2\text{eV}^{69)}$ と飛躍的に改善された。これは、ひとえに入力段の能動および受動素子の改良による。ある程度エネルギーが高くなると、信号量の統計的変動が、分解能の主要な部分を占る。これらの様子をFig.40に示す。点線はシリコンで到達できる究極の分解能を表わす。これは、エレクトロニクス回路の雑音

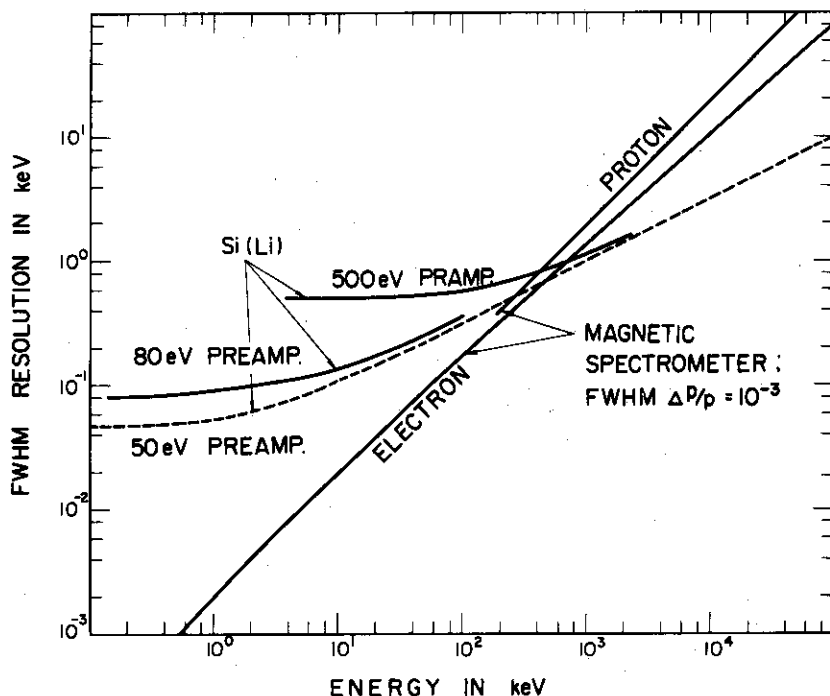


Fig.4.0 Comparison between the Si(Li) spectrometer and the magnetic spectrometer. It is assumed that the magnetic spectrometer shows a momentum resolution of  $10^{-3}$  FWHM. Trapping of carriers in the Si(Li) detector is neglected.



を 50 eV (FWHM), ファノ因子を 0.05 と仮定して計算したものである。現在の最高水準のプリアンプ (80 eV FWHM) と, われわれの手で容易に製作することのできるプリアンプ (500 eV FWHM) とを用いた場合の分解能も併せて記入しておく。なおここでは, 信号の収集途中での損失による分解能の劣化は無視した。

現在の最高水準の検出器をもつてすれば, ナトリウムより大きな原子番号をもつ元素の  $K_{\alpha}$ -X線 を分離することができる。近い将来においては, 50 eV (FWHM) 程度まで雑音を減少させることができるであろう。これにより識別できる元素の限界も酸素あるいは炭素までに下る。Si (Li) 検出器のこの特性をいかして, すでに核反応生成物の判定や核分裂片の原子番号を決定することに使用されている。

## 4.2 荷電粒子検出器

Si (Li) 検出器のもう一つの用途は, 飛程の大きな荷電粒子を検出することである。この分野で競合する他の測定器に, 形式の異なる半導体検出器は別として, 磁気分析器<sup>70,71)</sup>がある。Fig. 4.0 に Si 検出器の分解能と共に, 運動量分解能  $10^{-3}$  FWHM を持つ磁気分析器のエネルギー分解能をも描いておく。この図からわかるように, Si 検出器は, 約 500 keV 以上のエネルギー領域において磁気分析器に匹敵, あるいは凌駕する能力をもっている。一般に磁気スペクトロメータは, 高い分解能をもっているが, 透過度が小さい。一方, Si 検出器は大きな立体角で使用することが可能であり, 波高分析器と共に使用することにより, データの収集を能率よく行なうことができる。このことは, 同時計数を可能にするので, 非常に有利な点である。

まず, Si (Li) 検出器を重い荷電粒子の検出器として使用する場合を考えよう。Fig. 3 は Ref. 8 に収録されているアルミニウム, 銅, 銀に対する陽子の飛程を内挿して求めたものである。普通サーフェス・バリア型の Si 検出器の厚さは高々 1 mm である。この型式の検出器は, 約 10 MeV までの陽子を検出するために使用される。それ以上の高いエネルギー領域では, より厚い検出器を用いる必要がある。高純度のシリコン単結晶から, 厚い空間電荷層を持つサーフェス・バリア型検出器を作ることにもできるが<sup>3)</sup>, もつとも簡単な方法は, Si (Li) 検出器を使用することである。10 mm の i 層をもつプレナ型 Si (Li) 検出器は 40 MeV の陽子を完全に止めることができる。それ以上のエネルギーをもつ陽子を検出するためには, 同軸型の検出器を用いた方が, 電荷の収集の見地からも有利である。別の方法は, Ge 検出器を使用することである。Fig. 3 からわかるように, ゲルマニウム中での陽子の飛程はシリコン中の飛程の約半分である。Dearnaley 等<sup>57,72)</sup>は, イオン・インプランテーション法により i 型ゲルマニウムの表面に薄い p 層を作り, 陽子の検出に使用した。34 MeV の陽子に対して, 入射粒子のエネルギーの拡がりも含めて, 37 keV FWHM の分解能を得た。また最近では, 不純物濃度が約  $10^{11} \text{ cm}^{-3}$  のゲルマニウムの単結晶から, p-n 接合型検出器を製作することも試みられている<sup>4)</sup>。しかし Si 検出器と Ge 検出器とを同じ温度で比較すると, 1.3.5 節で述べた理由から, 前者の逆電流が後者のそれよりもはるかに小さい。このことは, Si 検出器の方が取扱い易く, またそれだけ実験上の要求を満し易いということを意味する。半導体検出器の共通した欠点は, 放射線損傷に対して比較的弱いことである。重い荷電粒子の検出に

半導体検出器を使用する場合には、頻繁に新しい検出器と交換する必要があるので、自給体制にあることが望ましい。

一方、スペクトログラフ型の磁気分析は古くから使用されており、その設計方法と製作技術はともに確立されている。この型の分析器は、乾板で粒子を検出することにより、粒子の判別が行なえる利点をもっている。最近開発された乾板の自動走査系<sup>73)</sup>は、スペクトルの正確で迅速な定量を可能とするので、スペクトログラフ型分析器は今後とも有力な測定器の一つである。

次に電子用検出器として使用する場合を考えよう。電子を阻止するのに必要なSi検出器の厚さは、Table 1を参考にして決定することができる。Si検出器の高エネルギー電子に対する有効性の限界は、作りえる真性半導体の厚さで決まるといふより、全エネルギー吸収型の全ての検出器が共通して受ける制限によつて決定される。すなわち、高エネルギーの電子は制動輻射を発生し、そのエネルギーの一部は光子の形で検出器から散逸する。1.2節で与えられている制動輻射によるエネルギー損失の式を用いると、電子に対する全吸収型検出器としてのSi検出器の限界は、10~20MeVの間にあることがわかる。これ以下のエネルギー領域においてシリコンとゲルマニウムを比較した場合、シリコンの方が原子番号が小さいので制動輻射の発生が小さく、また $\gamma$ 線に対してより不感である点においてゲルマニウムに勝る。

Si(Li)検出器を用いて $\beta$ 線等の連続スペクトルを測定するときは、後方散乱や制動輻射に注意しなくてはならない。一個の検出器で $\beta$ 線を観測すると、主に後方散乱により電子の全エネルギーを吸収することが妨げられる。このためスペクトルのエネルギーの低い側に小さな波高値のパルスが累積し、歪んだ形のスペクトルが得られる。Charoenkwan<sup>74)</sup>は、一個のSi(Li)検出器を用いて測定した波高分布に、後方散乱に対する補正を行ない、正しい $\beta$ 線スペクトルを求めた。しかし精度よくスペクトルを測定する必要があるときは、Fig. 41(a)あるいは(b)のように、二箇のSi検出器を用いて全ての $\beta$ 線を完全に吸収する方法をとる。Fig. 41(a)は、二箇の検出器を接近させて全立体角を覆う形式のものである<sup>75,76)</sup>。このようにして求めたスペクトルに、高いエネルギー領域での制動輻射に対する小さな補正を行なえば、正確なスペクトルを得ることができる<sup>77)</sup>。Fig. 41(b)は、ソレノイドを用いて収束した電子線を少し距離をおいて設置されたカウンターで検出して、双方のパルスを加算するものである<sup>78,79)</sup>。この方式によると、 $\gamma$ 線の影響をほとんど全て除くことができる。他の方法は、Fig. 41(c)のように後方散乱した電子を別の検出器で捕え、電子の全エネルギーが吸収された場合のみ記録するものである。またFig. 41(d)のように、透過型の検出器とSi(Li)検出器を組合せて用いることにより、 $\gamma$ 線の影響を削減して $\beta$ 線スペクトルを観測することができる。このようなテレスコープ型の検出器は、 $\beta$ - $\gamma$ 角相関を測定する実験において有効である。

内部変換電子を検出するためにSi(Li)検出器を使用する方法は、二つの理由で余り実用されていない。その一つの理由は、すでに磁気スペクトロメータという優れた器械が存在することである。用途に応じて運動量分解能 $10^{-2} \sim 10^{-4}$ 、明るさ $10^{-1} \sim 10^{-4}$ の範囲にあるいろいろな型式の磁気スペクトロメータが製作されている<sup>71)</sup>。これらのスペクトロメータを用いて、比較的長い半減期をもつ親核から生じる娘核の構造が詳しく研究された。第二の理由は、内部変換電子は、 $\beta$ 崩壊や、核反応によつて励起された状態から、優勢な $\gamma$ 線遷移と競合して

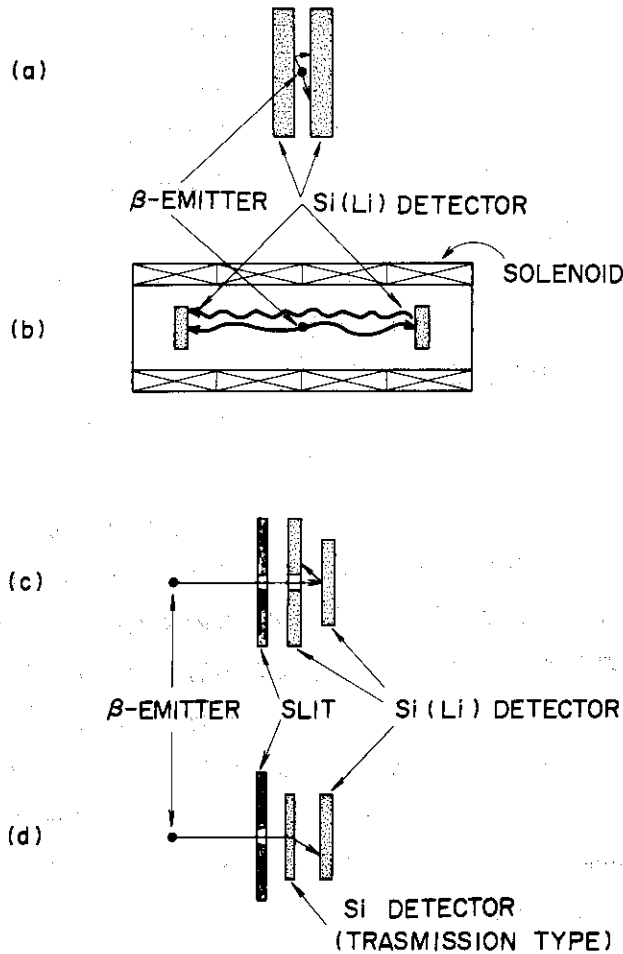


Fig. 41 Methods for observing the total absorption of electrons.

放出されることにある。このような状況のもとでは、他の強い放射線の影響を受けるので、単独の Si 検出器で内部変換電子を検出することは困難である。しかし、バックグラウンドの放射線の影響を削減する方法が見つかるならば、短寿命の核種を用いての核分光学や、核反応を利用した内部変換電子の研究に Si(Li) 検出器が広く応用されるであろう。次の節でこのような方法の一つとして、 $\beta$ 崩壊後に放出される内部変換電子を観測するための新しい方法を紹介する。

#### 4.3 ベータ・コンプトン抑止型スペクトロメータ<sup>80,81)</sup>

通常  $\beta$  崩壊によつて生成される娘核の内部変換電子は、優勢な  $\beta$  線スペクトルに覆われている。それゆゑ磁気スペクトロメータをもつてしてもその観測は困難である。Si(Li) 検出器を使用する場合には、さらにコンプトン散乱による連続スペクトルが無視できない大きさになる。したがつて特に強い内部変換電子の放出がある場合や、内部変換電子のエネルギーが  $\beta$  線の最大エネルギーよりも大きい場合にのみ、これらの電子を検出するために Si(Li) 検出器が使用された。

$\beta$ 線や $\gamma$ 線の影響を除去する試みがいくつか行なわれている。Shera 達<sup>78)</sup>は、Fig. 41 (b)のような超電導ソレノイドとSi(Li)検出器との組合せを用いた。二箇の検出器は、線源を挟んでソレノイドの軸上に置かれた。全ての電子は、磁場によつて検出器上に収束された。この方法は、電子の後方散乱と $\gamma$ 線の影響を除去することができる。しかし陽電子も電子と同様に収束されるので、この方法は内部変換電子の観測よりも $\beta$ 線スペクトルの測定に適している。

Si(Li)検出器と磁気との別の組合せは、Klinken と Wisshak<sup>82)</sup>によつて提案された。磁場は電子の軌道に垂直に働き、その向きは電子を収束し、陽電子を除くように選ばれた。このスペクトロメータは、陽電子と $\gamma$ 線の影響を除去できるので、陽電子崩壊をする核種を用いての分光学的に有効な測定器である。しかしこの方法は、焦点距離が電子の運動量に依存するという欠点をもつ。

バックグラウンドの連続スペクトルを削減して、内部変換電子を観測する別の方法は、Si検出器の明るさを利用して同時計数法を適用するものである。Boneau<sup>83)</sup>は、内部変換電子と $\beta$ 線との間の同時計数を測定して<sup>155</sup>Smと<sup>151</sup>Ndの内部変換電子を研究した。彼は $\beta$ 線スペクトルを除くことに成功したが、コンプトン散乱の影響を除去することはできなかった。

最近、著者は、 $\beta$ 線とコンプトン・スペクトルとを同時に削減する方法を提案した。以下においてその原理とスペクトロメータの構造について説明し、最後に<sup>115</sup>Inについて行なつた実験結果を報告する。なお、ベータ・コンプトン抑止型スペクトロメータ(Beta-and Compton-Suppressed Spectrometer)は、簡単にBCSスペクトロメータと呼ぶことにする。

#### 4.3.1 BCSスペクトロメータの原理

$\beta$ 線とコンプトン散乱の影響を除去する方法は、内部変換に伴い、かなり大きな確率でX線が放出されるという事実<sup>84)</sup>に基づいている。 $\beta$ 崩壊によつて励起された娘核は、エネルギーの低い状態へ $\gamma$ 線か内部変換電子を放出して遷移する。したがつて娘核の特性X線を検出することにより、内部変換が起つたことを知ることができる。内部変換を含む $\beta$ 崩壊に始まる遷移のカスケードは、各々一箇の内部変換電子と $\beta$ 粒子、そして数箇の $\gamma$ 線を含んでいる。それゆゑ、娘核の特性X線を目印にして、このカスケードに属する粒子をその他の粒子と区別するならば、優勢な $\beta$ 線スペクトルとコンプトン効果の影響を削減することができる。もしもアイソマーが $\beta$ 崩壊と内部変換との間に介在するならば、その間の時間的相関関係が失われるので、 $\beta$ 線によつて作られるパルスは除去可能である。

実際にこの方法を適用するにあつては、蛍光放出率の最も大きい $K_{\alpha}$ -X線を目印として使用する。 $K$ -X線放出率とその各成分がしめる比率<sup>85)</sup>を、それぞれFig.42とFig.43にグラフで表示しておく。 $K_{\alpha}$ -X線はK殻内部変換のみに関係し、L・Mなどのそれには関係しない。したがつてこの方法では、K殻変換電子のみが観測され、それから得られる情報はK殻変換係数である。 $K_{\alpha}$ -X線と同時計数して得られた電子のスペクトルは、原理的にはK殻変換電子と、それと同数の $\beta$ 粒子、そしてわずかのコンプトン散乱による電子から成り立っている。しかし実際には、 $K_{\alpha}$ -X線の信号にコンプトン散乱や $\beta$ 線の制動輻射によつて生じたパルスと、内部励起<sup>86)</sup>による弱い特性X線が混入する。このため連続スペクトルの削減の程度は、理想的な場合よりも小さくなる。さらに電子の後方散乱や、検出器が有限な立体角を

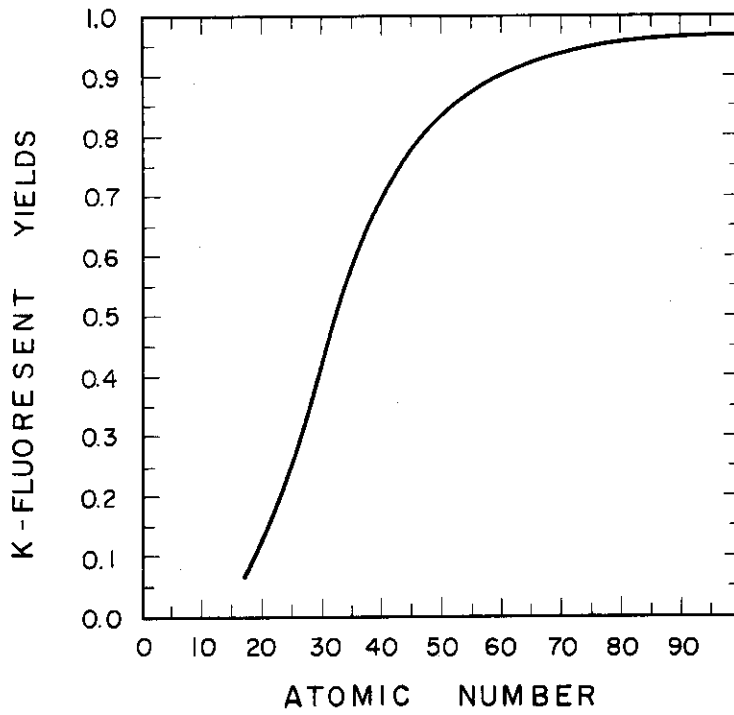


Fig.42 Fluorescent yields in the K-shell<sup>85)</sup>.

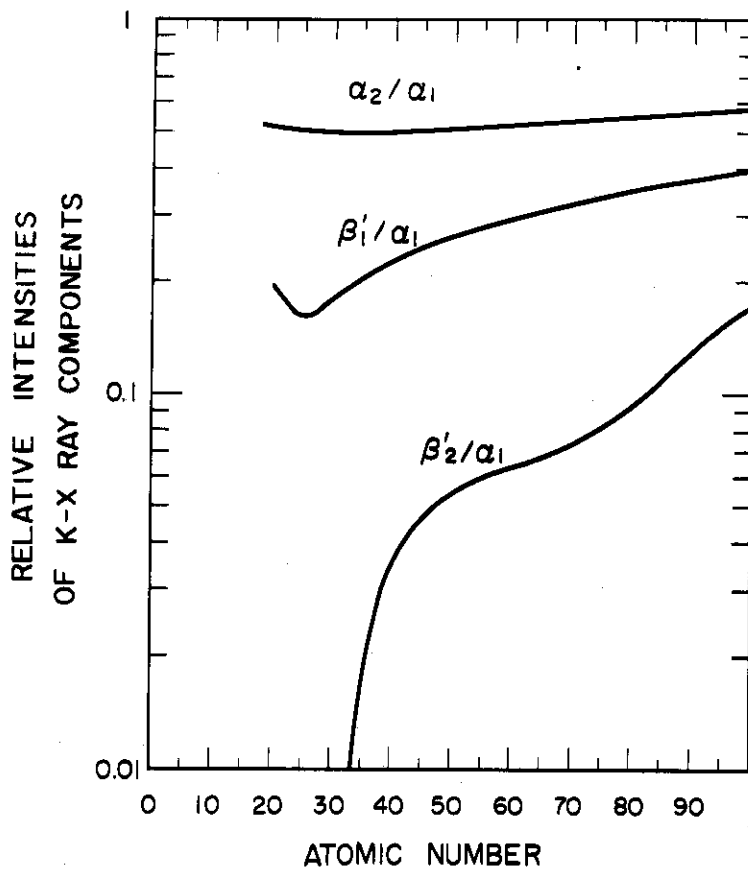


Fig.43 Relative intensities of K X-ray components<sup>85)</sup>.

持つことに起因する $\beta$ 粒子と変換電子が同時に計数される確率が、線スペクトルの連続スペクトルに対する比を小さくする。

以上の考察からただちに判るように、大きな確率で内部変換を起す短命の励起状態へ、優勢な $\beta$ 崩壊がある場合にはこの方法は効力を失う。この場合には、 $\beta$ 線と内部変換電子との間で、同時計数を行なう方法が有効である。

#### 4.3.2 BCSスペクトロメータの構造

BCSスペクトロメータの構造は、次のような各部分から構成されている。

- a) 電子用検出器
- b) X線用検出器
- c) プリアンプ
- d) ゲート・バルブと線源ホルダー
- e) クライオスタットと真空ポンプ
- f) 同時計数回路系

スペクトロメータの本体をFig.44に図示する。各部分の説明と製作上の注意を以下に述べる。

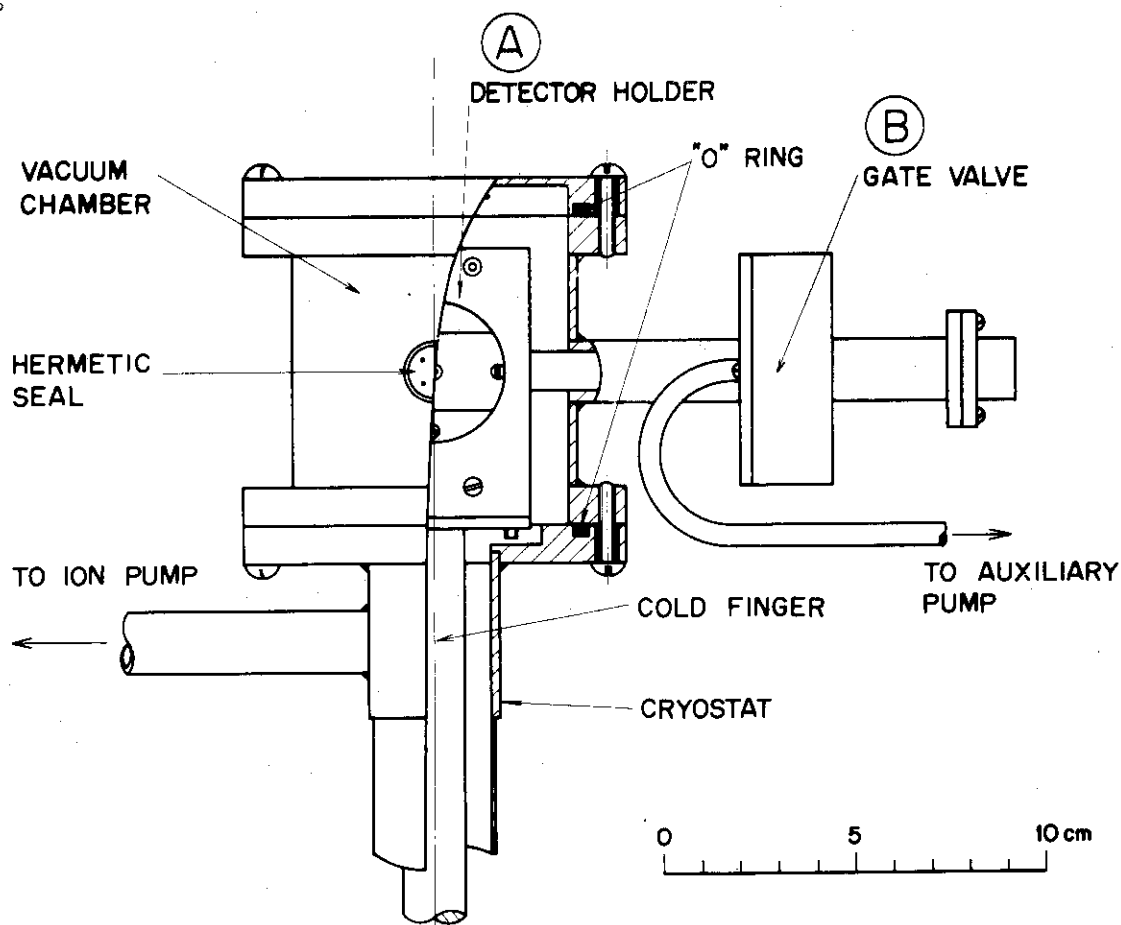


Fig.44 A drawing of the beta- and Compton-suppressed spectrometer. The detector holder (A) and the gate valve (B) are shown in detail in Figs. 46 and 47.

## a) 電子用検出器

電子検出器は、測定の対象とするエネルギー範囲の電子に対して、一様な全エネルギー吸収効率をもつことが望ましい。一様な全吸収効率を妨げる原因は、電子や制動輻射による光子が検出器から散逸することである。電子が物質に垂直に入射する場合の後方散乱については、古くから多くの人々によつて研究されている<sup>87)</sup>。最近 Berger 達<sup>20)</sup> は、Si(Li) 検出器について実験とモンテカルロ計算の両面から詳しく研究し、両者の間に良い一致をみた。彼等は、制動輻射による影響が小さい領域(1.5MeV以下)では、検出器の厚さを電子の平均飛程よりも大きく選ぶことにより、全吸収効率が一定となることを示した。電子の後方散乱はエネルギーが増加すると共に減少する。これを補うような形で制動輻射による散逸が増加し、全吸収効率を一定に保つ。電子のエネルギーが2MeVを超えると、制動輻射の発生が大きくなり、吸収効率が徐々に減少しはじめる。電子が斜めに入射する場合でも、特に小さな角度で入射しない限りこの関係が成立する。

BCSスペクトロメータに使用した検出器は、有効直径15mm、厚さ4.5mmのものである。その構造と、線源およびX線検出器との相対的位置をFig.45とFig.46とに描く。1MeVの電子に対して、全ての入射方向の検出器の厚さが、その平均飛程よりも大きくなるように、直径を10mmに絞つて使用した。検出器の電気的特性は、容量が5pf、漏洩電流が300Vで約3pAであつた。最適作動条件のもとで、<sup>137</sup>Baの624keVの内部変換電子に対する分解能は、1.7keV FWHMであつた。

## b) X線検出器

$K_{\alpha}$ -X線とバックグラウンドとの計数比は、できるだけ大きいことが望ましい。それゆえ、厚さ2.5mmのベリリウム板を用いて、 $\beta$ 線がX線検出器に入射することを阻止した。X線の計数効率を上げるためには、大きな径の検出器を線源に接近させて使用する必要がある。時間分解能の良いパルスを取りだすためには、検出器の雑音は小さくなくてはならぬ。X線検出器の容量は、5pf以下、また漏洩電流はpA程度以下を目安として製作した。使用した検出器の仕様は、直径15mm、厚さ4.5mm、漏洩電流は500Vのバイアスのもとで1pAであつた。

## c) プリアンプ

プリアンプの入力段は、第3章で述べた方法に従い、検出器と共に冷却して使用する。冷却することの第1の理由は、前にも述べたように雑音を減少させてエネルギー分解能をよくすることである。第二の理由は、同時計数における時間分解能を向上させて、同時計数の応答のエネルギー依存性を除くためである。雑音とタイミング用信号の時間精度との関係を実例で説明する。

電子を検出する系のプリアンプの出力は、100nsの立上りをもつものとする。100keV以上のパルスに対してウォークを10nsにとどめたいとする。この場合ディスクリ・レベルは、プリアンプの出力において10keVに設定されなければならない。この回路が安定に働くためには、プリアンプの出力における雑音の巾は、5keV(FWHM)以下である必要がある。最適時定数をもつフィルタで整形された雑音は、1keV(FWHM)以下の分解能に相当する。

X線検出器系のタイミング・パルスは、さらに波高値で選別される。それゆえ、時間を規定するパルスの精度は、ジッターによつて決定される。10keVの $K_{\alpha}$ -X線に対してジッター

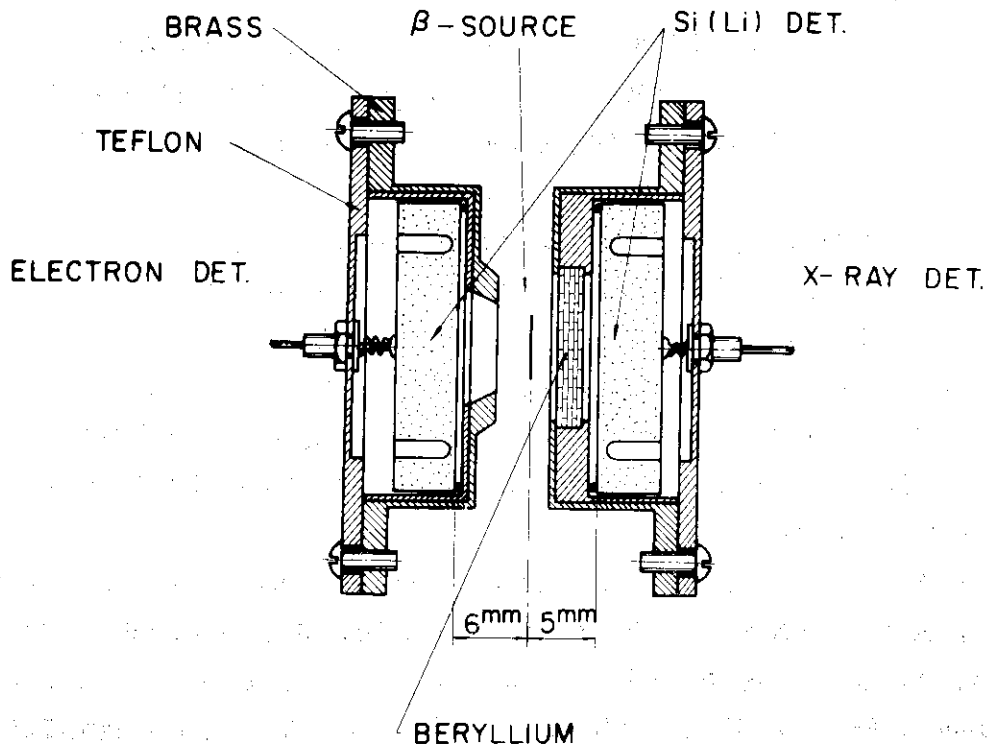


Fig.45 A cross-section of the electron and X-ray detectors. A slit with a 10 mm aperture is placed in front of the electron detector. A 2.5 mm thick plate of beryllium prevents electrons from entering the X-ray detector.

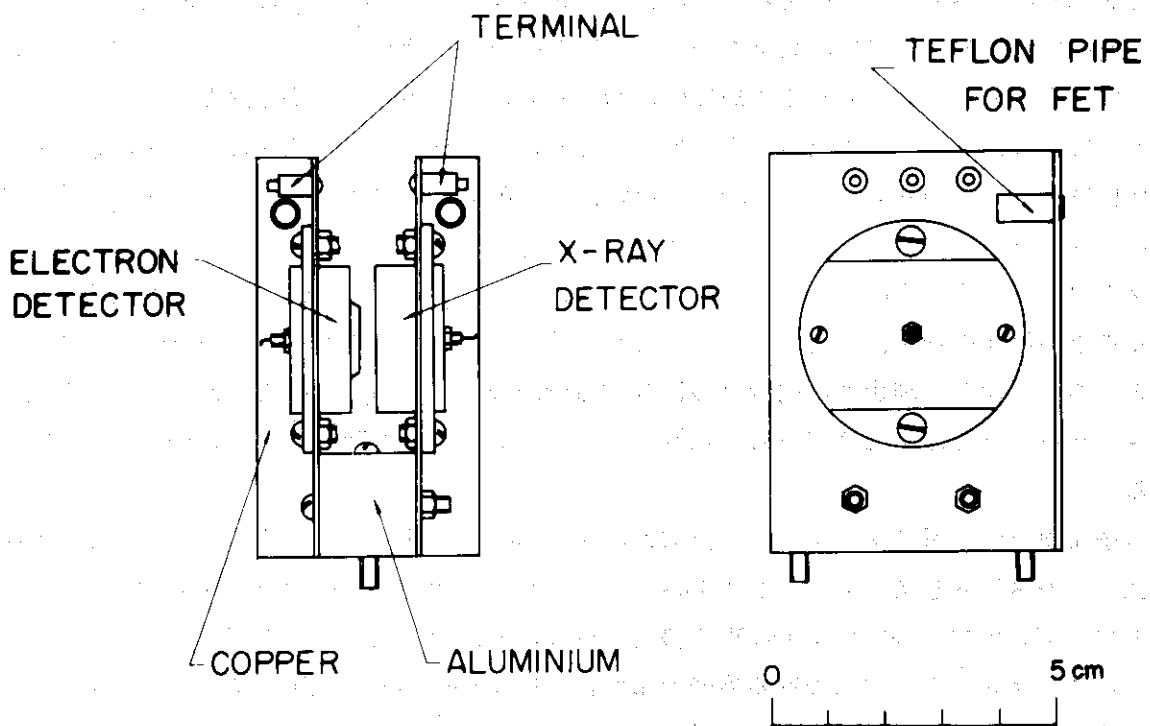


Fig.46 An assembly of the electron and X-ray detectors.



を20 ns程度にとどめるためには、プリアンプの出力の雑音は、

$$10 \text{ keV} \times \frac{20 \text{ ns}}{100 \text{ ns}} = 2 \text{ keV}$$

以下であることが必要である。この雑音を主増巾器の出力で測定すると500 eV (FWHM) 程度に相当する。このときプリアンプの出力における10 keV - X線の信号は、雑音から辛じて分離されているにすぎない。

#### d) ゲート・バルブと線源ホルダー

真空を破ることなく線源を速やかに交換するためには、ゲート・バルブが必要である。著者は排気容積が小さいFig.47のような回転式バルブを製作した。それは、固定部分、回転部分、そして三箇の“O”リングと真空バルブとから成り立っている。高真空々間、過渡的領域、大気の間がそれぞれ“O”リングによつて密閉されており、中間領域と大気との間は真空バルブを介して連絡されている。線源を挿入するときは、線源ホルダーを中間領域に入れて、液体窒素で冷却したトラップ付回転ポンプで排気する。数分間の排気の後真空バルブを閉じ回転部分を180°回して線源を所定の位置に挿入する。線源を取り出すときには逆の順序を踏む。真空度は一時的に $10^{-6}$  mmHg 台まで悪化するが、短時間で回復する。このバルブを用いて線源を±0.5 mmの精度で設置することができる。

#### e) クライオスタットと真空系

クライオスタットを設計するときには、検出器の冷却、真空槽の真空度、そして排気速度に特に注意を払う必要がある。BCSスペクトロメータには、二組のプリアンプの入力段とそれ用の配線が含まれているため、発熱と外部からの熱の流入が倍増されている。それゆえ、コールド・フィンガーの真空槽の外に出ている部分は、常に液体窒素の中に漬つているように設計すべきである。

X線と電子検出器は、ともにi層が露出しているので、その部分に水蒸気が凝結して、検出器の漏洩電流が増加する可能性がある。あらかじめクライオスタットに対してガス出しの処理を行ない、真空度を $10^{-7}$  mmHg程度に保つ。また、線源の交換を速やかに行ない、その間に検出器を劣化させないためにも、真空ポンプの排気速度は適正なものではない。ここでは、8 l/secのイオンポンプを使用した。

#### f) 同時計数回路系

Fig.48はBCSスペクトロメータの同時計数回路を図示したものである。各プリアンプの出力はタイム・ピクオフ回路と主増巾器の入力に接続している。これらの信号は主増巾器で増巾され、同時に整形される。タイム・ピクオフからの信号は、速い同時計数回路に入る。この回路の出力は、波高値から弁別されたX線のパルスとともに電子検出器の信号を選別する。こうして得られた電子のパルスは、波高分析されたのちに記録される。

各部分の性能は次のごとくである。

#### X線検出器系

プリアンプのライズタイム： 約100 ns

時間信号のジッター： 10 keVのパルスに対して10 ns.

エネルギー信号： 準ガウス型波形，時定数0.8 μsec.アンプ系の雑音 約600 eV (FWHM)

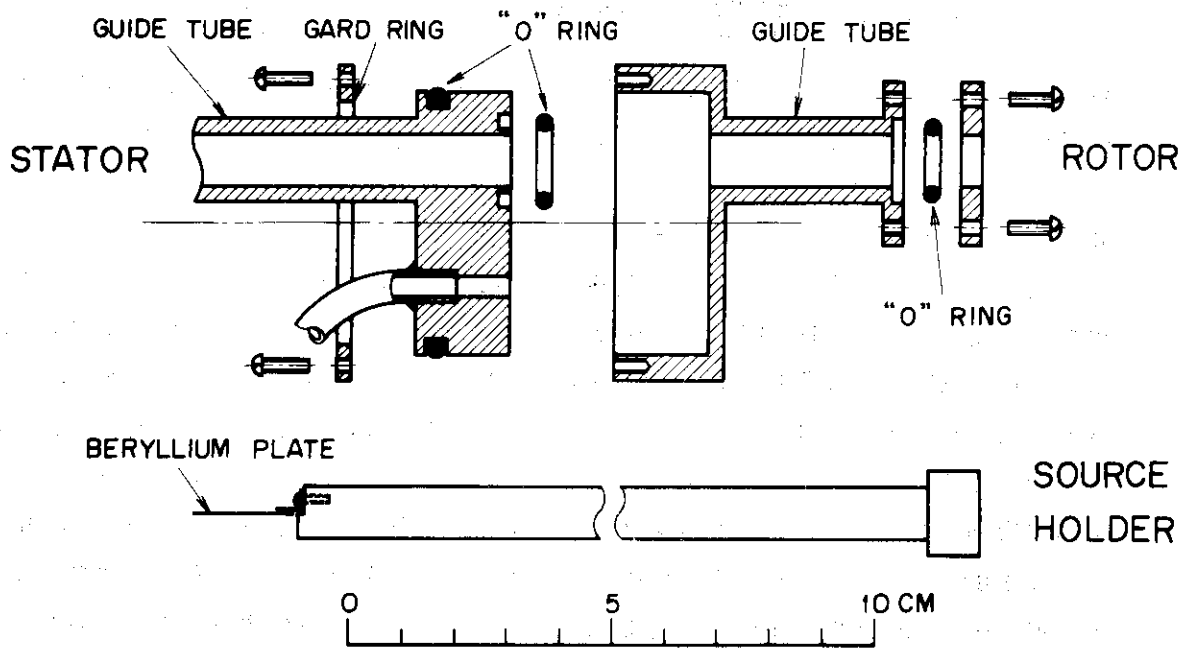


Fig.47 The gate valve for exchange of a source.

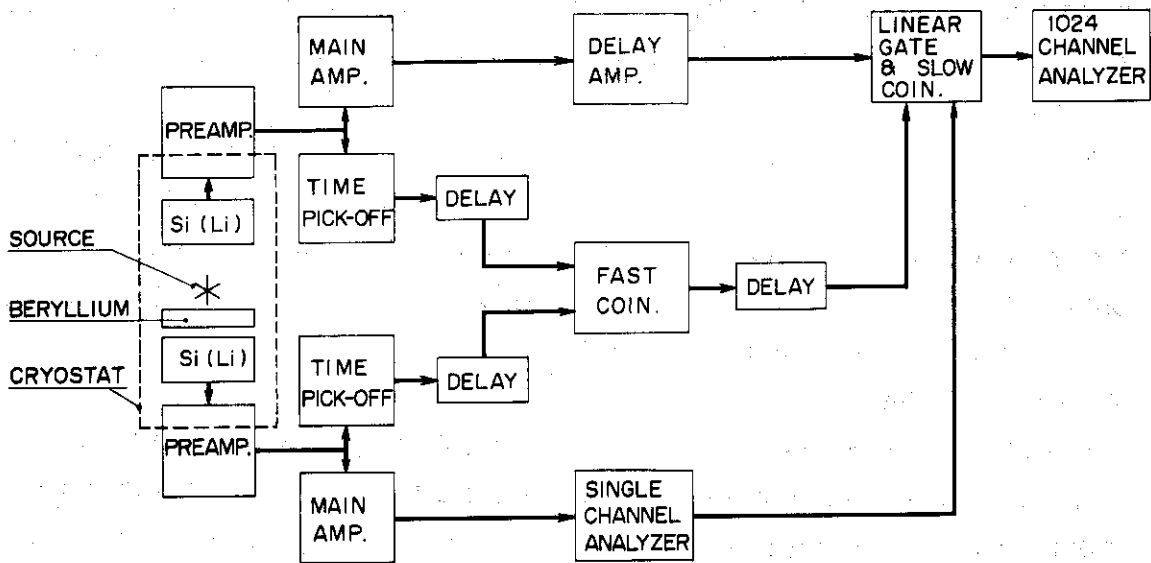


Fig.48 A block diagram of the coincidence system.

シングル・チャンネルの巾： 約 1 keV (FWHM)

#### 電子用検出器系

プリアンプのライズタイム： 約 100 ns.

時間信号のワーク： 100 keV 以上のパルスに対して 10 ns. 以下

エネルギー信号： 準ガウス型波形，時定数 0.8  $\mu$ sec. アンプ系の雑音 約 800 eV (FWHM)

速い同時計数： 分解時間  $2\tau = 110$  ns

#### 4.3.3 $^{115}\text{In}$ の内部変換電子<sup>81,88)</sup>

$^{115}\text{In}$  のエネルギー準位と遷移は，いままでは  $^{115\text{m},\text{g}}\text{Cd}$  を用いた  $\beta\gamma$  線分光と  $^{115}\text{In}$  のクローン励起によつて研究された<sup>89,90,91)</sup>。 $^{115}\text{Cd}$  の  $\beta$  崩壊に続いて起きる数本の遷移についてのみ内部変換電子が観測され，その多重極が決定された。その他の遷移の多重極は，主に  $\beta$  崩壊の分岐比とクローン励起の断面積から推定されるスピンとパリティから決められたものである。Fig. 4.9 のエネルギー準位は，いままでに得られたデータに基づいて組立てたものである。ここで再度  $^{115}\text{In}$  をとり上げる理由は， $^{115\text{g}}\text{Cd}$  の崩壊によつて作られる  $^{115}\text{In}$  の内部変換電子を，BCS スペクトロメータで観測し，その性能を確認するとともに， $^{115\text{m}}\text{Cd}$  を用いて  $^{115}\text{In}$  の他の遷移の多重極を決定することである。

$^{115\text{g}}\text{Cd}$  (2.3 d) は，濃縮度 99% の  $^{114}\text{Cd}$  を熱中性子束  $10^{13}/\text{sec}\cdot\text{cm}^2$  のもとで 10 日間照射して用意した。スペクトロメータ用の線源は，照射した Cd を pH 13 の KCN 溶液に溶し，グラファイトを陽電極として 30  $\mu$ m 銅箔上に電着して作った。線源の直径は 6 mm である。 $^{115}\text{In}$  が親核と放射平衡に達した時点で測定を開始した。その時の線源の強度は，約 1  $\mu$ Ci であつた。

Fig. 5.0 は， $^{115\text{g}}\text{Cd}$  からの  $\beta$  線と  $^{115}\text{In}$  の 336 keV 遷移に対応する K・L・M 内部変換電子のシングル・スペクトルである。このスペクトルから電子検出器の立体角を計算することができる。上記の内部変換電子の K/L+M 比を R とする。有限な立体角  $\Omega$  をもつ検出器を用いて内部変換電子を観測すると，変換電子と同時に X 線が検出されることが起る。このようなパルスは，L・M 殻変換電子のパルスとエネルギー的に一致する。したがつてみかけの K/L+M 比は R より小さくなる。この値を R' とすると，両者の関係は，

$$R' = \frac{R(1-\Omega)}{1+R\Omega}$$

と与えられる。ここで X 線とオージェ電子とに対する検出効率のわずかな差は無視した。Fig. 5.0 から R' = 2.05 を得る。また 336 keV 遷移を M4 遷移と仮定すると，Refs. 92 と 93 から，R = 3.24 を得る。したがつて上の式から

$$\Omega = \frac{R-R'}{R(1+R')} = 0.120$$

と算定することができる。

$^{115\text{g}}\text{Cd}$  の線源は，336 keV 遷移の内部変換による強い In の X 線を放出する。Fig. 5.1 は，これらの X 線をシングルチャンネル波高分析器で測定したスペクトルである。その分解能は約 1 keV (FWHM) であり，この実験における X 線選別の分解能を支配している。Fig. 5.2 は，In の  $K_{\alpha}$  - X 線と同時計数することによつて得られた K 殻変換電子のスペクトルである。

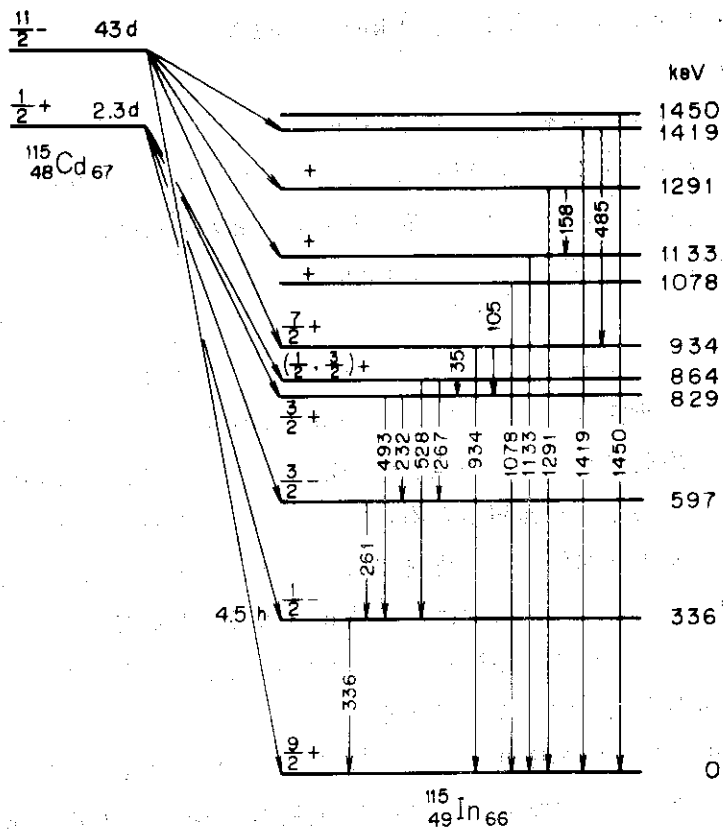


Fig.49 The level scheme of  $^{115}\text{In}$  based on Refs. 89, 90, and 91).

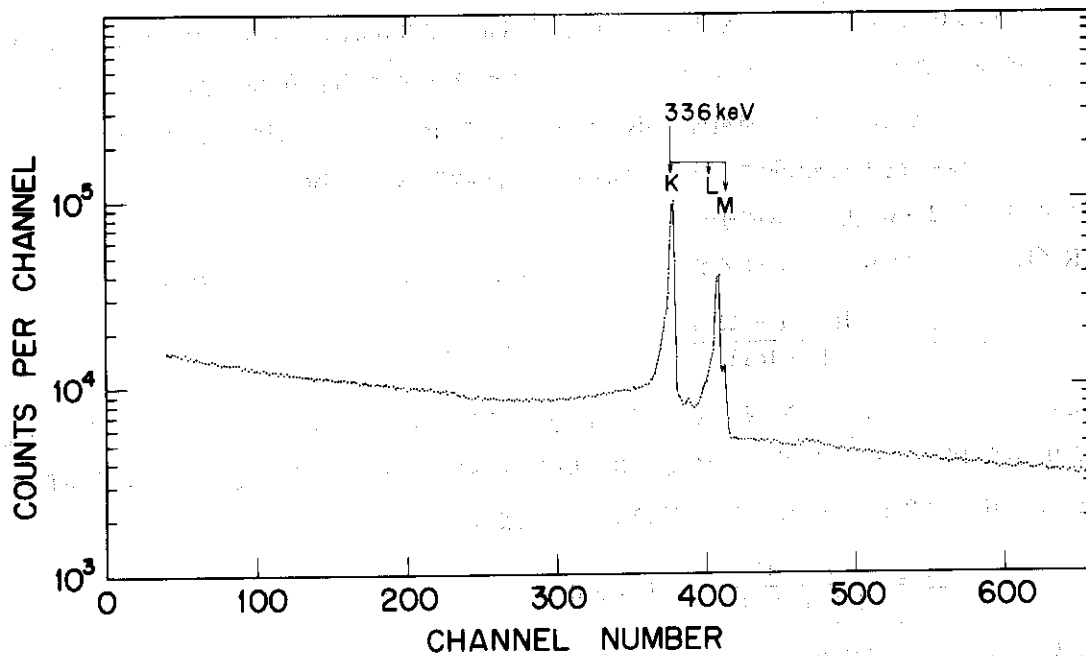


Fig.50 A single spectrum of beta-rays and internal conversion electrons from  $^{115}\text{Cd}$ .

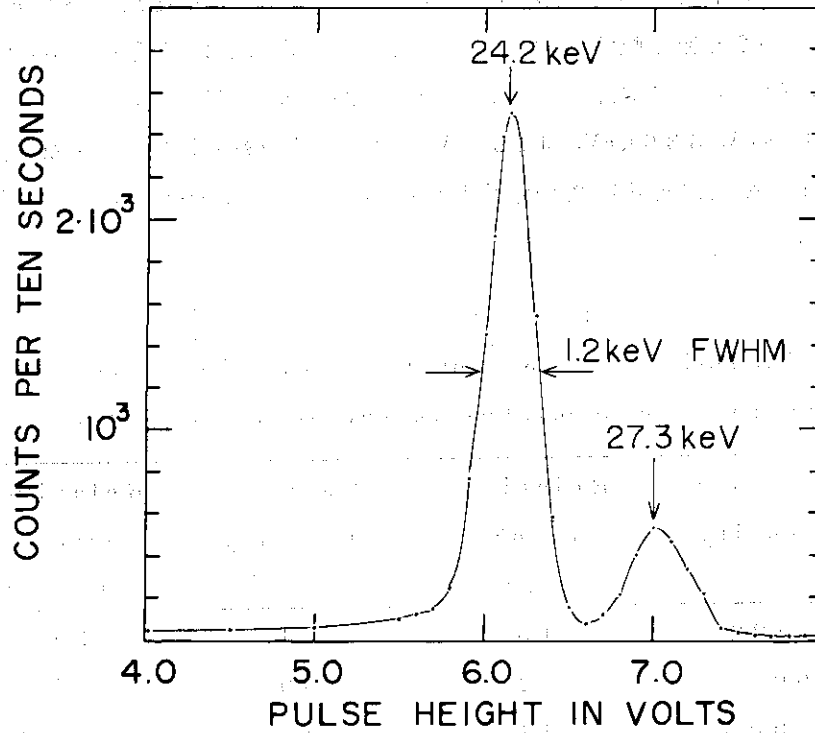


Fig.51 K-fluorescences of In populated in the decay of  $^{115}\text{gCd}$ . The spectrum was taken with a single channel analyzer, which limited the energy resolution in analysis of X-rays in the coincident experiments.

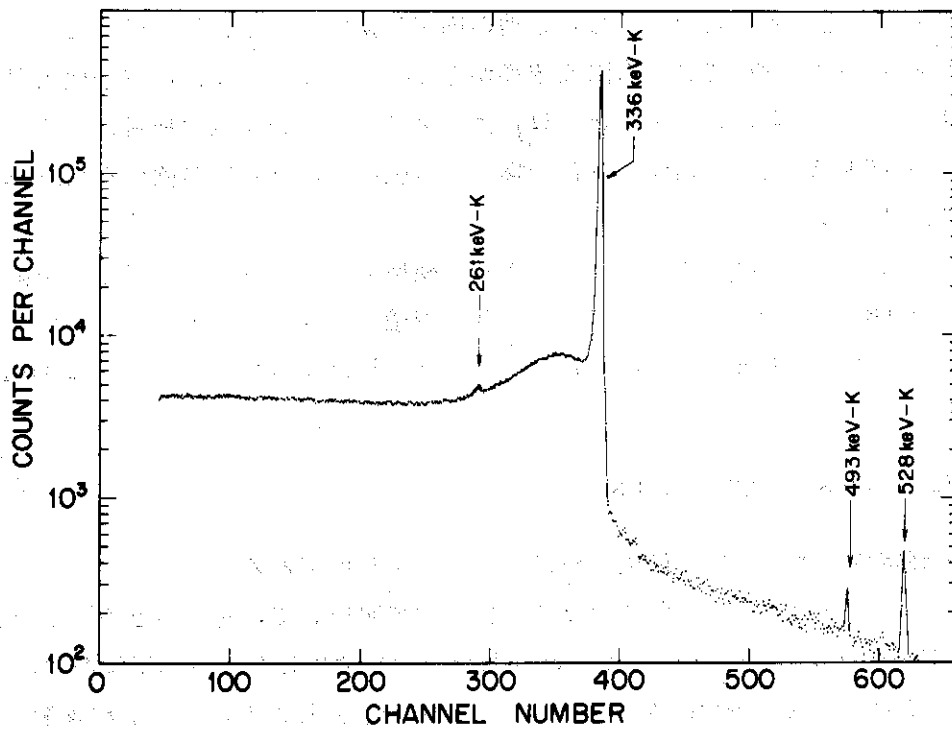


Fig.52 K-conversion lines from  $^{115}\text{gCd}$  observed with the beta- and compton-suppressed spectrometer.

その測定に要した時間は16時間であつた。 $\beta$ 線とコンプトン散乱による連続スペクトルの削減の大きさは、Fig.50と52とを比較することによつて評価することができる。336 keV遷移の変換電子に対して、そのピーク対連続スペクトルの比が約80倍だけ改善された。このようにして得られた、261 keV, 336 keV, 493 keV, 528 keV遷移に対するK殻変換電子の強度と、20 cc Ge(Li)検出器を用いて測定された $\gamma$ 線強度とをTable 4に要約しておく。

Table 4

Relative intensities of K-conversion electrons and gamma-rays in  $^{115}\text{In}$  populated in the decay of  $^{115\text{g}}\text{Cd}$

Transition energy (keV)	Electron-intensity	Relative error (%)	Gamma-intensity	Relative error (%)
261	0.22	15	4.4	10
336	100	2	100	3
493	0.033	11	15.0	5
528	0.104	5	5.3	3

ここで、内部変換電子の強度を測定する際に行なつた補正について述べておく。336 keV遷移は半減期4.5時間のアイソマーから生じるので、その内部変換電子と先行する $\beta$ 線とが、同時に電子検出器に入ることは起り得ない。しかし他の内部変換電子は、 $\beta$ 崩壊後ただちに放出されるので、それらが同時に検出される有限な確率が存在する。この確率は、電子検出器が $\beta$ 線に対して張る実効的な立体角 $\Omega_\beta$ に等しい。 $\Omega_\beta$ は、スリットでの $\beta$ 線の散乱による寄与だけ、 $\Omega$ と異なる。336 keV遷移に対する内部変換電子の強度は、みかけの強度を $(1-\Omega_\beta)$ 倍することによつて求めることができる。

立体角 $\Omega_\beta$ は、次のようにして計算することができる。検出器のスリットの内壁は、線源の中心に対して立体角0.08(4 $\pi$ 単位)を張っている。その内壁から検出器の方向への $\beta$ 線の散乱係数は、Frank<sup>94)</sup>の研究を参考にして、0.7と見積つた。したがつて上で求めた $\Omega=0.12$ を用いることにより、

$$\Omega_\beta = \Omega + 0.08 \times 0.7 = 0.18$$

を得る。この値の不確定さの大きさは、最後の桁において $\pm 1$ 程度である。

$^{115\text{m}}\text{Cd}$ (43d)は、 $^{114}\text{Cd}$ を20日間にわたつて原子炉で照射して、その後2箇月間冷却したものと、New England Nuclear社から購入したものを使用した。電子用線源は、前者を銅箔上に電着して製作した。後者は入手後さらに2箇月間放置したのちに、 $\gamma$ 線々源として使用した。測定を開始したとき、 $\beta$ 線源の強さは約0.5 $\mu\text{Ci}$ であつた。そのときいまだにわずかに $^{115\text{g}}\text{Cd}$ が残つており、その崩壊によつて生じる $^{115\text{m}}\text{In}$ からの弱い $K_\alpha$ -X線が観測された。Fig.53は、このX線と同時計数して得られた内部変換電子のスペクトルである。

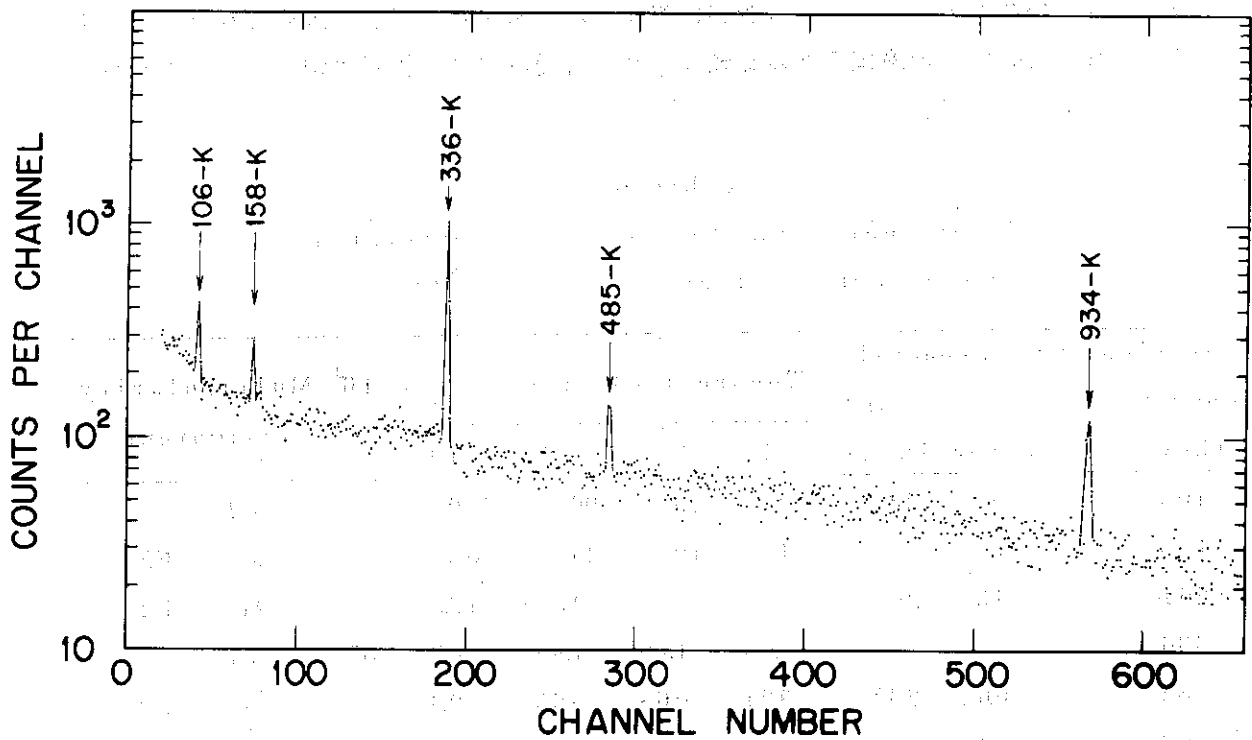


Fig. 53 K-conversion lines from  $^{115m}\text{Cd}$  observed with the beta- $\gamma$  and Compton-suppressed spectrometer. The line for the 336 keV transition yet contained conversion electrons fed from a weak residual activity of  $^{115g}\text{Cd}$ .

この測定に要した時間は、80時間であつた。Fig. 53 にみられる 336 keV 遷移に対するピークは、 $^{115g}\text{Cd}$  の崩壊による内部変換電子をも含んでいる。 $^{115m}\text{Cd}$  の崩壊から得られた  $^{115}\text{In}$  の内部変換電子の強度と  $\gamma$  線の強度を Table 5 に与えておく。

Table 5  
Relative intensities of K-conversion electrons and gamma-rays in  $^{115}\text{In}$  populated in the decay of  $^{115m}\text{Cd}$ .

Transition energy (keV)	Electron intensity	Relative error (%)	Gamma-intensity	Relative error (%)
105	173	9	0.23	15
158	114	12	0.90	7
336	164	10	0.25	7
485	69	15	1.47	5
493			0.49	10
934	100	9	100	5

336 keV 遷移は、第一励起状態  $p_{1/2}$  から基底状態  $g_{9/2}$  への M4 遷移である。他の遷移に対する K 殻内部変換係数の実験値は、この遷移に対する理論値を基準にして求められた。このようにして得られた実験値と理論値<sup>2)</sup>との比較により、各遷移の多重極が決定された。これらの結果を Table 6 に掲げておく。

Table 6  
Experimental and theoretical<sup>92)</sup> conversion  
coefficients of transitions in  $^{115}\text{In}$

Transition energy (keV)	Experimental value of $\alpha_k \times 10^2$ (error in %)		Theoretical values of $\alpha_k \times 10^2$					Multipolarity assignment
			E1	M1	E2	M2	M4	
105	99	(23)	127	48	96	350		F2
158	17	(21)	4.1	12.5	24	83		M1 + F2
261	4.3	(20)	1.05	3.3	4.5	15.5		M1 + E2
336			0.53	1.70	1.95	6.8	87	M4
485	0.62	(23)	0.21	0.68	0.65	2.3		M1 + E2
493	0.19	(14)	0.20	0.65	0.63	2.2		E1
528	0.17	(17)	0.174	0.56	0.51	1.75		E1
934	0.13	(19)	0.051	0.144	0.123	0.46		M1 + E2

この実験で得られた、261 keV, 493 keV, 528 keV 遷移に対する多重極は、Bäcklin 等<sup>90)</sup>の結果と一致している。しかし箇々の測定値においては、相互の誤差の範囲を越えての不一致が見られる。とくに、493 keV 遷移と 528 keV 遷移において、その相違が大きい。Bäcklin 等<sup>90)</sup>は、この実験の結果よりも大きな、493 keV 遷移に対する内部変換電子および  $\gamma$  線強度を報告している。一方、Graeffe 等<sup>89)</sup>は、Table 1 と 2 に与えられたものとほとんど同じ  $\gamma$  線強度を得ている。

$^{115m}\text{Cd}$  を用いた実験から、 $^{115}\text{In}$  における 105 keV, 158 keV, 485 keV, 934 keV 遷移の多重極が決定され、いままで推定されていた 934 keV, 1133 keV, 1291 keV, 1419 keV 準位のパリティが正であることが確認された。さらに  $^{115m}\text{Cd}$  から  $^{115g}\text{Cd}$  への E5 遷移の半減期について、その下限を求めることができた。Fig. 4.9 から判るように、 $^{115m}\text{Cd}$  の崩壊において 336 keV 準位は、主にカスケードに続いた 105 keV と 493 keV 遷移によつて生成される。もしかなり強い問題の E5 遷移が存在するならば、336 keV 準位と 829 keV 準位との間に生成率の差が生ずるはずである。しかし、105 keV, 336 keV, 493 keV 遷移の強度は、これらの生成率が誤差の範囲内で一致することを示した。そして内部変換電子の測定誤差の大きさから判断して、 $^{115m}\text{Cd}$  から  $^{115g}\text{Cd}$  を経て 336 keV 準位が生成される割合は、493 keV 遷移の強度の  $1/5$  以下であるということができた。このことは、 $^{115m}\text{Cd}$  から  $^{115g}\text{Cd}$  への内部変換をも含めた E5 遷移の半減期が、 $1.9 \times 10^{11}$  sec より大きいことを意味する。



ここで述べたBCSスペクトロメータには、いまなお改良すべき点がいくつかある。その一つは増巾器系の計数特性である。 $2 \times 10^4$  cpsまで計数効率を向上させることができるならば、測定時間が現在の数分の一に短縮されるであろう。またX線ゲートの波高分析器の分解能を改善することができるならば、内部変換電子対連続スペクトル比がより大きくなり、変換電子に対する感度が上る。これらの点に注意して製作されたBCSスペクトロメータは、短寿命 $\beta$ 放出核種を用いて内部変換電子を研究する上で、有効な武器となるであろう。

## 謝 辞

著者は、半導体検出器の研究を行なう上で、いままでに協力と助言を抑いだ、数多くの人々に感謝の意を表わす。特に東京工業大学 池上栄胤教授と日本原子力研究所 竹腰秀邦主任研究員とは、半導体検出器の重要性を予見してその研究を勧めていただいたこと、そして研究の進展途上において適切な助言と助力をいただいたことに対して深く感謝する。直接に実験に協力していただいた、台湾AECの張海心、饒嵩山両研究員、上智大学 丹下泰夫<sup>a)</sup>、東京工業大学 石田政義<sup>b)</sup>、刈谷丈治<sup>b)</sup>、宮川克正<sup>c)</sup>、青木清<sup>d)</sup>、理学電機 山本英宣、九州大学 馬場末喜<sup>e)</sup>、岡井富雄<sup>f)</sup>の各氏には、その労に対して改めてお礼を述べる。また日本原子力研究所 両角実氏には、実験に必要なエレクトロニクス の借用を心よく許していただいたことを感謝する。

a) 現在 日本IBMに勤務。以下同様に b) 日立製作所 c) 豊洋エレクトロニクス  
d) 東京芝浦電機 e) 松下電器 f) 理学電機。

ここで述べたBCSスペクトロメータには、いまなお改良すべき点がいくつかある。その一つは増巾器系の計数特性である。 $2 \times 10^4$  cpsまで計数効率を向上させることができるならば、測定時間が現在の数分の一に短縮されるであろう。またX線ゲートの波高分析器の分解能を改善することができるならば、内部変換電子対連続スペクトル比がより大きくなり、変換電子に対する感度が上る。これらの点に注意して製作されたBCSスペクトロメータは、短寿命 $\beta$ 放出核種を用いて内部変換電子を研究する上で、有効な武器となるであろう。

## 謝 辞

著者は、半導体検出器の研究を行なう上で、いままでに協力と助言を抑いだ、数多くの人々に感謝の意を表わす。特に東京工業大学 池上栄胤教授と日本原子力研究所 竹腰秀邦主任研究員とは、半導体検出器の重要性を予見してその研究を勧めていただいたこと、そして研究の進展途上において適切な助言と助力をいただいたことに対して深く感謝する。直接に実験に協力していただいた、台湾AECの張海心、饒嵩山両研究員、上智大学 丹下泰夫<sup>a)</sup>、東京工業大学 石田政義<sup>b)</sup>、刈谷丈治<sup>b)</sup>、宮川克正<sup>c)</sup>、青木清<sup>d)</sup>、理学電機 山本英宣、九州大学 馬場末喜<sup>e)</sup>、岡井富雄<sup>f)</sup>の各氏には、その労に対して改めてお礼を述べる。また日本原子力研究所 両角実氏には、実験に必要なエレクトロニクスの借用を心よく許していただいたことを感謝する。

a) 現在 日本IBMに勤務。以下同様( b) 日立製作所 c) 豊洋エレクトロニクス  
d) 東京芝浦電機 e) 松下電器 f) 理学電機。

## References

1. R. Hofstadter, *Nucleonics* 4 (1949) 2; 4 (1949) 29.
2. K.G. McKay, *Phys. Rev.* 76 (1949) 1539.
3. E.D. Klema, *Nucl. Instr. and Meth.* 26 (1964) 205.
4. A.J. Tavendale, *Nucl. Instr. and Meth.* 84 (1970) 314.
5. E.M. Pell, *J. Appl. Phys.* 31 (1960) 291; 31 (1960) 1675.
6. J.H. Elliott, *Nucl. Instr. and Meth.* 12 (1961) 60.
7. W. Heitler, *The Quantum Theory of Radiation* (Clarendon Press, London, 1954).
8. H.A. Bethe and J. Ashkin, in *Experimental Nuclear Physics* (ed. E. Segrè; John Wiley & Sons, Inc., New York, 1953) vol. 1, part II.
9. C.M. Davisson, in *Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy* (ed. K. Siegbahn; North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1965) ch. 2.
10. E. Storm, E. Gilbert and H. Israel, *Gamma-Ray Absorption Coefficients for Elements 1 through 100 Derived from the Theoretical Values of the National Bureau of Standards*, LASL Report LA-2237, unpublished (1958).
11. Ref. 7 p. 207.
12. Ref. 7 p. 209.
13. C.M. Davisson, in *Beta- and gamma-ray spectroscopy* (ed. K. Siegbahn; North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1956) p.31.
14. Ref. 7 p. 217.
15. Ref. 7 p. 221.
16. H.A. Bethe and W. Heitler, *Proc. Roy. Soc.* A146 (1934) 83.
17. P.V.C. Hough, *Phys. Rev.* 73 (1948) 266.
18. Ref. 7 ch. 7 and ref. 8.
19. Ref. 7 p. 370.
20. M.J. Berger, S.M. Seltzer, S.E. Chappell, J.C. Humphreys and J.W. Motz, *Nucl. Instr. and Meth.* 69 (1969) 181.
21. Ref. 7 pp. 251-252.
22. G. Knop and W. Paul, in *Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy* (ed. K. Siegbahn; North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1965) ch. 1.
23. N.B. Hannay, in *Semiconductors* (ed. N.B. Hannay; Reinhold Publ. Corp., New York, 1959) ch. 1.

24. T.H. Geballe, in Semiconductors, ch. 8.
25. A. Nussbaum, Semiconductor Device Physics (Prentice-Hall, Inc., New Jersey, 1962).
26. R.G. Shulman, in Semiconductor cited above, ch. 11.
27. G. Dearnaley and D.C. Northrop, Semiconductor Counters for Nuclear Radiations (John Wiley Inc., New York, 1963).
28. National Academy of Science, Semiconductor Nuclear-Particle Detectors and Circuits (Washington, 1969).
29. U. Fano, Phys. Rev. 72 (1947) 26.
30. W. van Roosbroeck, Phys. Rev. 139 (1965) A1702.
31. C.A. Klein, IEEE Trans. NS-15, no. 3 (1968) 214.
32. J.E. Eberhardt, Nucl. Instr. and Meth. 80 (1970) 291.
33. N. Stokan, V. Ajdačić and B. Lalović, Nucl. Instr. and Meth. 94 (1971) 147.
34. M. Martini and T.A. McMath, Nucl. Instr. and Meth. 76 (1969) 1.
35. J. Chin, A.T. Hirshfeld and D.D. Hoppes, Rev. Sci. Instr. 34 (1963) 1258.
36. E.A. Davies and D.S. Gosling, J. Phy. Chem. Solid 23 (1962) 413.
37. E.J. Ryder, Phys. Rev. 90 (1953) 766.
38. W. Shockley, Electrons and Holes in Semiconductors, p. 214 (D. Van Nostrand, New York, 1950).
39. P. Ganner and H. Rauch, Nucl. Instr. and Meth. 76 (1969) 295.
40. G.J. Dienes and G.H. Vineyard, Radiation Deffects in Solids (Interscience Publishers, Inc., New York, 1957).
41. Ref. 27 p. 21.
42. H.W. Kraner, C. Chasman and K.W. Jones, Nucl. Instr. and Meth. 62 (1968) 173.
43. G. Dearnaley and J.C. Lewis, Nucl. Instr. and Meth. 25 (1964) 237.
44. R.P. Lothrop and H.E. Smith, Lithium-drifted silicon radiation detector production process, University of California, UCRL-16190, 1965.
45. R.A. Ristinen, D.A. Lind and J.L. Homan, Nucl. Instr. and Meth. 56 (1967) 55.
46. M. Tanenbaum, in Semiconductors cited above, ch. 3.
47. W.R. Runyan, Silicon Semiconductor Technology (McGraw-Hill Book Co., New York, 1965).
48. G.T. Loman, in Transistor Technology (ed. H.E. Bridgers, J.H. Scaff and J.N. Shive; D. Van Nostrand, Princeton, New Jersey, 1958) ch. 13.

49. "Bussei" editorial board, "Handohtai no kiso gijyutsu" (Maki-shoten, Tokyo, 1970).
50. P.F. Kane and G.B. Larrabee, Characterization of Semiconductor Materials (McGraw-Hill Book Co., New York, 1970) ch. 6.
51. H. Reiss and C.S. Fuller, in Semiconductors cited above, ch. 6.
52. Ref. 47 ch. 7.
53. H. Reiss, C.S. Fuller and F.J. Morin, Bell System Tech. J. 35 (1956) 535.
54. P.A. Iles and P.J. Coppen, British J. Appl. Phys. 11 (1960) 177.
55. J.T. Law, in Semiconductors cited above, ch. 16 p. 684.
56. O. Meyer and G. Haushahn, Nucl. Instr. and Meth. 56 (1967) 177.
57. G. Dearnaley, A.G. Hardacre and B.D. Rogers, Nucl. Instr. and Meth. 71 (1969) 86.
58. R.W. Berry, P.M. Hall and M.T. Harris, Thin Film Technology (D. Van Nostrand, Princeton, New Jersey, 1968) p. 527.
59. F.S. Goulding and W.L. Hansen, Nucl. Instr. and Meth. 12 (1961) 249.
60. V. Radeka, State of the Art of Low Noise Amplifiers for Semiconductor Radiation Detectors, Intern. Symp. on Nuclear Electronics, Versailles, 1968, Tome 1, no. 46 p. 1.
61. A. van der Ziel, Noise (Prentice-Hall, Inc., New York, 1955).
62. cf. eg. C. Kittel, Introduction to Solid State Physics, 2nd ed. (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1956) pp. 178-179.
63. J. Millman and C.C. Halkias, Electronic Devices and Circuits (McGraw-Hill Book Co., New York, 1967).
64. J.L. Blankenship. IEEE Trans. NS-11, no. 3 (1964) 373.
65. H.E. Kern and J.M. Mckenzie, IEEE Trans. NS-17, no. 3 (1970) 425.
66. F.S. Goulding, J. Walton and D.F. Malone, Nucl. Instr. and Meth. 71 (1969) 273.
67. V. Radeka, IEEE, Trans. NS-17, no. 3 (1970) 433.
68. D.A. Landis, F.S. Goulding and J.M. Jacklevic, Nucl. Instr. and Meth. 87 (1970) 211.
69. E. Elad, Low-Noise Cryogenic Preamplifiers, Preprint paper on ASTM workshop on energy dispersion X-ray analysis, Tronto, Canada (June 1970).
70. K.T. Bainbridge, in Experimental Nuclear Physics cited above, vol. 1 part 5.
71. K. Siegbahn, in Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy cited above,

72. G. Dearnaley and A.G. Hardacre, Nucl. Instr. and Meth. 82 (1970) 187.
73. J.R. Erskin and R.H. Vonderohe, Nucl. Instr. and Meth. 81 (1970) 221.
74. P. Charoenkwan, Nucl. Instr. and Meth. 34 (1965) 93.
75. J. Reynolds and B.I. Persson, Nucl. Instr. and Meth. 33 (1965) 77.
76. J. Trischuk and E. Kankeleit, Nucl. Instr. and Meth. 66 (1968) 197.
77. B.I. Persson and I. Plessner, Nucl. Phys. A167 (1971) 470.
78. E.B. Shera, M.P. Bedesem and K.J. Casper, Rev. Sci. Instr. 38 (1967) 1110.
79. V. Andersen and C.J. Christensen, Nucl. Instr. and Meth. 61 (1968) 77.
80. M. Ishii, Nucl. Instr. and Meth. 93 (1971) 271.
81. M. Ishii, A Beta- and Compton-Suppressed Spectrometer for Internal Conversion Study, to be published in Nucl. Instr. and Meth.
82. J. Van Klinken and K. Wisshak, Nucl. Instr. and Meth. 98 (1972) 1.
83. D.F. Boneau, Silicon detector studies of nuclear internal conversion in  $^{155}\text{Sm}$  and  $^{151}\text{Nd}$ , Report IS-T-305, Ph. D. Thesis (Iowa State University, 1969).
84. I. Bergström and C. Nordling, in Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy cited above, ch. 25A.
85. A.H. Wapstra, G.J. Nijgh and R. Van Lieshout, Nuclear Spectroscopy Tables (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1959).
86. Y. Isozumi and S. Shimizu, Butsuri, 27 (1972) 44.
87. cf. Ref. 22.
88. M. Ishii, J. Phys. Soc. Japan 32 (1972) 1450.
89. G. Graeffe, C.W. Tang, C.D. Coryell and G.E. Gordon, Phys. Rev. 149 (1966) 884.
90. A. Bäcklin, B. Fogelberg and S.G. Malmskog, Nucl. Phys. A96 (1967) 593.
91. J. McDonald, D. Porter and D.T. Stewart, Nucl. Phys. A104 (1967) 177.
92. L.A. Sliv and I.M. Band, in Alpha-, beta- and gamma-ray spectroscopy cited above, app. 5.
93. M.E. Rose, Internal Conversion Coefficients (North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1958).
94. H. Frank, Z. Naturf. 14a (1959) 247.