

$^{137}\text{Cs}$  による坑井内の散乱ガンマ線エネルギー分布の測定

中井 順二\*

Measurement of Energy Distribution of Gamma Ray from  $^{137}\text{Cs}$  in the Borehole

By

Junji NAKAI

## Abstract

The response of a  $1\frac{3}{4}$  inch in diameter by 2 inch long sodium-iodide scintillator to isotropic incident gamma rays has been studied and presented as a 14 by 14 matrix for the energy range from 0 to 0.7 MeV. Energy flux spectra of gamma rays from a point source  $^{137}\text{Cs}$  in the artificial well were measured by a scintillation spectrometer. Comparison of these spectra may be useful for the research of gamma-gamma density logging.

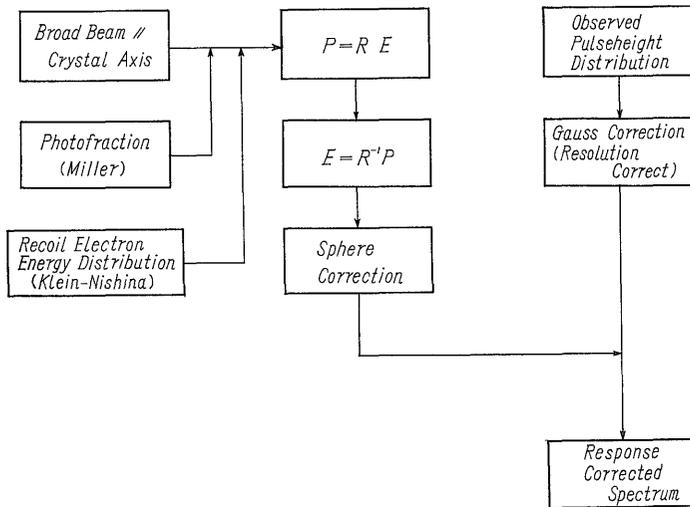
## 1. 緒 言

石油、天然ガス、石炭、重金属等の各鉱床の調査、土木建設基礎としての地盤調査等に、坑井内における散乱ガンマ線を利用したいわゆるガンマ-ガンマ密度検層法がかなり広い範囲に使用されている。この検層法は、岩石中で多数回散乱した後検出部に到達するコンプトン散乱ガンマ線が、岩石の電子密度すなわち見掛け密度のみに依存することに基礎をおいている。したがって一般的な岩石を密度測定の対象とする場合、測定エネルギーの選別レベルを 100 ~ 200 KeV に設定しなければならない。しかしシンチレーション検出器を使用する場合選別レベル以下の散乱ガンマ線の大部分が、検出プローブの外殻や、鉄ケーシング等で吸収され、検出部に到達しないであろうとの考えから選別レベルをノイズカットのレベルに設定している場合がしばしばある。また検出器としてガイガー計数器を使用する場合においても幾何学的な方法によるエネルギーカットはほとんどの場合省略されている。これらの場合はたして低エネルギー領域の散乱ガンマ線が都合よく減少しているのであろうか。また密度測定に不都合な光電効果の優勢なエネルギー領域のガンマ線を計数しているのではないかという疑問が持たれる。また HOMLIUS (1958) はガンマ-ガンマ密度検層の問題を解析的に 1 回散乱現象として取り扱っているが、これについては深い疑問がある。一方また岩石の化学成分の変化による散乱ガンマ線のエネルギー分布の変化を知ることは重要なことである。以上の 2,3 の問題について考えてみても本来ガンマ-ガンマ密度検層の研究にとってエネルギースペクトルの測定は不可欠のはずで

ある。このような立場からここでは NaI (TI) シンチレーターを使った場合得られるシンチレーションスペクトルから真のエネルギースペクトルを計算する方法について検討し、坑井模型を使ったときのエネルギースペクトルを求めた。

NaI (TI) シンチレーターによってえられるシンチレーションスペクトルは光電ピークのほかに、コンプトン反跳電子によるスペクトルがあらわれる。したがって入射ガンマ線エネルギースペクトルを一義的に示さないの実際には簡単にこれらの様子を知ることは不可能である。従来当面する障害の一つであるコンプトン散乱による影響を除去する努力がなされている。例えば RAULSTON (1956) らは NaI (TI) シンチレーターの周囲をさらに別のシンチレーターで井戸型に掩い脱出したコンプトン散乱ガンマ線による信号と、NaI (TI) シンチレーターによる信号とを非同時計数し、シンチレーションスペクトルのコンプトン反跳電子による部分を低減させている。この方法は光電ピークが相対的に強調される利点がある。また HOFSTADTER (1950) らは 2 コの NaI (TI) シンチレーターと同時計数回路を使い、一定角度に散乱したコンプトン散乱ガンマ線を検出することによって入射したガンマ線のみを取り出す方法を考えた。また一方 NaI (TI) シンチレーターの結晶軸に平行に、いわゆる narrow beam, broad beam を入射させた場合、シンチレーションスペクトルから入射エネルギースペクトルを逆算する方法が電子計算機により、あるいは実験的に求めた例がある (RAWSON, E. G. and CORMACK, D. V., 1958)。しかし問題が検層の場合のような isotropic field における応答の問題となると、これらによる操作は非常に過酷となりほとんど不可能に近い。したがって以下にのべるような近似

\* 物理探査部



第1図 補正計算過程図

法は必ずしも実際に採用できないとしても、これによってさらに有益なデータが得られることが期待できるであろう。

筆者は  $1\frac{3}{4}'' \phi \times 2''$  NaI (Tl) シンチレーターを使用し坑井模型内の単一エネルギーガンマ線源  $^{137}\text{Cs}$  (0.66 MeV) による散乱ガンマ線のシンチレーションスペクトルを測定した。あらかじめ行列の形であらわされたレスポンス函数を求めておき、その逆行列を求めた。これによってシンチレーションスペクトル、すなわちコンプトン電子エネルギー分布に補正をほどこし、入射ガンマ線エネルギースペクトルの算出をした。これらの方法について算出、測定の手順をのべ若干の考察を行なった。

## 2. 方法の原理

検出器に対する線源の幾何学的条件が一定している場合にはレスポンス函数を実験的に求めることができるので、入射ガンマ線のエネルギースペクトルを求めることは比較的簡単であろうが、測定の対象となるガンマ線の位置に関する分布が不確定な場合にはこの方法では高い精度が期待できない。これは検出器に対するガンマ線の入射方向、線源の位置による全検出効率、photofraction 注1) のみならず、コンプトン電子のエネルギー分布の形自体も変化することから容易に想像できる。これらの点から以下にのべる方法は一種の近似的な方法と考えられ

注1) シンチレーションスペクトルにおいて1回の光電吸収で作るピーク(多重散乱によってガンマ線の全エネルギーがごく短時間内に一度にシンチレーター内で失われる場合も含む)の下面積と全面積との比をいう。

る。まず NaI (Tl) の単結晶をシンチレーターとし、その結晶軸に平行な広いガンマ線束すなわち broad beam を入射させ、その場合の入射ガンマ線エネルギースペクトルと検出装置の出力としてのシンチレーションスペクトルを  $E, P$  なる行列で表わす。次に

$$P = RE$$

を満足させる行列  $R$  を作り、その逆行列  $R^{-1}$  をあらかじめ計算しておけば  $E$  は

$$E = R^{-1}P$$

で表わされ、測定された  $P$  から簡単に計算できる。試錐孔井の中で周囲の地層からの散乱ガンマ線を検出する場合には、種々な方向から入射するので、条件の相違に対する補正をほどこす必要がある。そのためにガンマ線の角度分布が一様である空間、すなわち isotropic field 内での球状の検出器におきかえることで補正 (sphere correction) をする。

一方測定されたシンチレーションスペクトルに波高値の統計的ひろがりに対する補正をほどこしたのち行列  $R^{-1}$  を操作して入射ガンマ線のエネルギー分布を求めることができる。これを系統図で示すと第1図のようになる。

## 3. レスポンス行列の計算

broad beam による  $R$  を正確に求めるには入射ガンマ線のそれぞれについて NaI (Tl) シンチレーター中での散乱、消滅、逸脱の現象をたどるモンテカルロ法によって  $P$  を求めるべきであろう。他に実験的に求める方法が

ある。前者は電子計算機の援用による複雑な計算を必要とする。また後者は実験室内では床、壁、支台等によって散乱ガンマ線が混入することから単色の parallel beam を得ることがかなり困難である。このような理由からここでは半理論的な計算法を試みた。NaI (TI) シンチレーターの全検出効率は簡単に求めることができる。photofraction の値は MILLER (1957) がモンテカルロ法で求めた値を使用した。コンプトン反跳電子のエネルギー分布の形の決定には、Klein-Nishina の式によってエネルギーに対する相対的な分布を求めた。したがって、ここではコンプトン反跳電子のシンチレーターの表面よりのエスケープは考慮していない。

すなわち次の式で計算できる。

$$\frac{d\sigma_o}{d(\Delta E)} = \frac{3\Phi_0}{82h\nu_0} \left\{ 2 + \frac{\eta^2}{1-\eta} - \frac{\eta}{\alpha^2} \frac{[2\alpha - \eta(1+2\alpha)]}{(1-\eta)^2} \right\}$$

ただし  $\eta = \Delta E/h\nu_0$      $\Delta \leq \eta \leq 2\alpha/(1+2\alpha)$

$$\Phi_0 = \frac{8}{3} \pi \left( \frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \dots \dots \text{Thomson Cross section}$$

$$= 0.66 \times 10^{-24} \text{ cm}^2$$

$$\alpha = h\nu_0/mc^2 \dots \dots \dots (h\nu_0 \text{ in MeV})/0.51$$

$$\sigma_o = \text{Probability}$$

<sup>137</sup>Cs (0.66 MeV) を線源として使用したので 0.0~0.7 MeV を 50 KeV 間隔に分けた。したがって行列 P の要素は 14×14 である。これらのコンプトン成分すなわち photopeak 以外の成分はコンプトンエッジ以下のエネルギーに様に分布すると仮定しても近似できる。この場合は検出効率に photofraction を乗じて photopeak 部分を求め残部をコンプトンエネルギー部に様に分布させればよい。photofraction はガンマ線のエネルギーが小さいほど増大するので、低エネルギーの場合はこの方法の

近似度は良いが、エネルギーが高い場合にはあまり良くない。R および R から R<sup>-1</sup> を計算したものが第 1・2 表である。このレスポンス行列は NaI (TI) シンチレーターの結晶軸に平行に入射させた 0.7 MeV 以下の broad beam のみに適用される。

ガンマ線の角度に関する分布が一様な場合には NaI (TI) シンチレーターを通り抜けるに要する長さが一定でなくなり全検出効率は当然変化し photofraction も一様でなくなることが考えられる。photofraction の値を 1<sup>3</sup>/<sub>4</sub>" φ × 2" の NaI (TI) について実験的に求めた。broad beam の方向が結晶軸に平行の場合、42.7%、結晶軸と 90°の角をなす場合が 43.2%、結晶軸と 45°の角をなす場合は 41.9% であって全計数に対する光電ピークの計数比の差は 2% 前後にすぎない。コンプトン反跳電子のエネルギー分布も第 2 図に示したように非常によく似ていて、方向によってほとんど変わらない。手続きを簡略にするためにここでは入射方向による photofraction の変化を無視し、スペクトルが相似であると仮定する。したがって isotropic field における補正は全検出効率の変化だけを考慮すればよいことになる。

シリンダー状の NaI (TI) シンチレーターを isotropic field においた場合の全検出効率を求めるのに半径 r の球状シンチレーターで近似する方法は SCHARRSCHMIDT (1964), SYBESMA (1963) 等によって用いられている。この方法に従うと全検出効率 Y は次式で表わされる。すなわち NaI (TI) シンチレーターのガンマ線吸収係数を μ<sub>0</sub> とすると

$$Y = 1 - \frac{1}{2\mu_0^2 r^2} \{ 1 - (2\mu_0 r + 1)e^{-2\mu_0 r} \}$$

第 1 表 レスポンス行列

		Center of Pulse Height Interval (MeV)													
		0.025	0.075	0.125	0.175	0.225	0.275	0.325	0.375	0.425	0.475	0.525	0.575	0.625	0.675
Center of Gamma-ray Energy Interval (MeV)	0.025	100													
	0.075	0	100												
	0.125	0.30	0	99.70											
	0.175	1.20	0.58	0	91.14										
	0.225	2.91	2.51	0.41	0	93.17									
	0.275	5.28	3.93	4.53	0	0	82.47								
	0.325	6.49	4.97	4.73	4.32	0	0	71.96							
	0.375	6.61	5.21	4.45	5.33	3.65	0	0	63.42						
	0.425	6.32	5.87	5.07	4.95	6.64	3.02	0	0	55.99					
	0.475	5.89	5.20	4.60	4.19	4.55	6.60	1.48	0	0	50.07				
	0.525	5.42	4.90	4.43	4.06	3.96	4.49	6.93	0.56	0	0	45.01			
	0.575	5.05	4.65	4.29	3.96	3.77	3.87	4.62	6.72	0	0		40.68		
	0.625	4.68	4.37	4.07	3.81	3.62	3.57	3.81	4.72	6.15	0			37.02	
	0.675	4.35	4.10	3.87	3.65	3.47	3.38	3.43	3.80	4.81	5.55				33.77

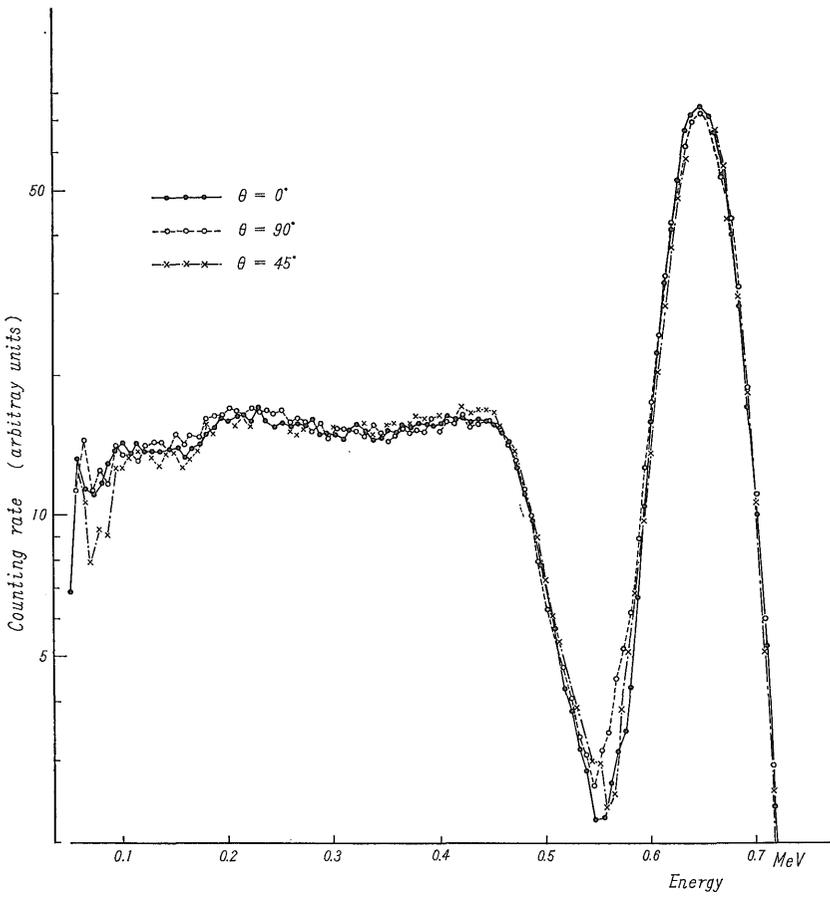
Unit: 10<sup>-2</sup>

第2表 レスポンス逆行列

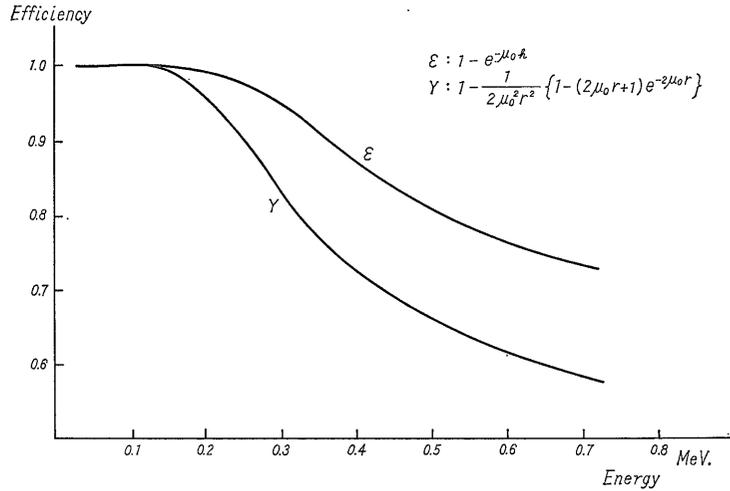
Center of Gamma-ray Energy Interval (MeV)

Center of Pulse Height Interval (MeV)	0.025	0.075	0.125	0.175	0.225	0.275	0.325	0.375	0.425	0.475	0.525	0.575	0.625	0.675
0.025	1000													
0.075	0	1000												
0.125	3	0	1003											
0.175	12	6	0	1018										
0.225	31	27	4	0	1073									
0.275	64	47	55	0	0	1212								
0.325	89	69	66	61	0	0	1389							
0.375	101	80	70	85	62	0	0	1576						
0.425	107	100	87	90	127	65	0	0	1786					
0.475	105	93	83	83	98	160	41	0	0	1997				
0.525	93	90	81	82	94	121	214	2	0	0	2221			
0.575	86	91	81	78	89	115	158	261	0	0	0	2458		
0.625	76	78	76	74	97	107	139	201	296	0	0	0	2701	
0.675	65	69	63	69	71	86	135	177	254	329	0	0	0	2961

Unit:  $10^{-3}$



第2図 入射角  $\theta$  と完全吸収効率的比較



第3図 平行ガンマ線束に対する円柱状蛍光体と球状蛍光体の検出効率の比較

ここで半径  $r$  を適当に与える必要がある。円筒と球のおきかえは、エネルギーが小さいとき、その効率が NaI (Tl) シンチレーターの表面近くに分布する原子の数に比例するとして、表面積が等しくなるように、またエネルギーが大ききときは NaI (Tl) シンチレーターの原子の数に比例するとして体積が等しいようにするのが妥当であろう。実際には入射ガンマ線のエネルギーによってこの2つの値の間の適当な  $r$  をえらぶべきであろうが、ここでは単にこれらの平均値<sup>注2)</sup>を用いた。したがって一様な角度分布を持つガンマ線に対しては、レスポンス逆行列  $R^{-1}$  をかけたのちシリンダー状 NaI (Tl) シンチレーターの全検出効率  $\epsilon$  と  $\gamma$  との比を乗じると、それらのスペクトルを得ることができる (第3図)。

一方われわれが普通記録しているシンチレーションスペクトルには、統計的なひろがりをもっている。エネルギー  $E$  の単色ガンマ線がシンチレーションを発生させ、これによって光電子増倍管のダイノード、カソードから電子が統計的な性質を有しながら放射されるとする。この場合観測されるシンチレーションの出力分布  $G(Ep)$  はガウス分布を示す。すなわち一般的に

$$G(Ep) = (2\pi KE)^{-\frac{1}{2}} \exp \left[ -\frac{(E - Ep)^2}{2KE} \right]$$

この式から常数  $K$  は実験的に求めることができる半値幅  $2W(E)$  から求められる。すなわち  $W$  と  $K$  との関係は次のようになる。

$$K = W^2(E) / 2E \ln 2$$

注2) NaI(Tl) シンチレーターの半径を  $\rho$ , 高さを  $h$  としたとき

$$r = \frac{\sqrt{\frac{3}{4}\rho^2 h + \sqrt{\frac{\rho}{2}(\rho + h)}}}{2}$$

MORTON(1952) によると統計的ひろがり補正した正しいシンチレーション出力分布  $N(E)$  は上式の  $K$  を用いた次の式で表わされる。

$$N(E) = G(Ep) - \frac{KE}{4} \left[ \frac{d^2 G(Ep)}{dE^2} \right]$$

この式を用いてカウンターのエネルギー分解能に対する補正をした上で、レスポンス逆行列  $R^{-1}$  を適用しなければならない。

次にレスポンス逆行列  $R^{-1}$  を作る際、無視された点について簡単にのべる。

(1) 光電子増倍管のウィンドーによる後方散乱

NaI (Tl) シンチレーターの軸に平行にガンマ線が入射した場合検出されずに通過したガンマ線が光電子増倍管の窓によって後方散乱をおこし、再び NaI (Tl) シンチレーターに入射し検出される場合が考えられる。

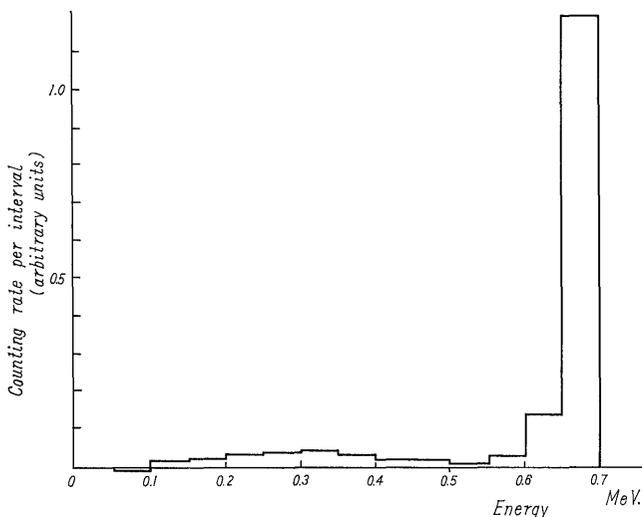
(2) コンプトン反跳電子の逃げ

NaI (Tl) シンチレーターの表面近くで発生したコンプトン反跳電子の一部は、表面から逃げてシンチレーションを生じない場合がある。このときシンチレーション出力はその逃げ出た反跳電子のエネルギーだけ減少する。

(3) K-X線の逃げ

光電吸収作用にともなって発生する K-X線の NaI (Tl) シンチレーターからの逃げが考えられる。この場合やはりシンチレーション出力が減少する。レスポンス逆行列を作る際これらの影響は無視し、単に光電吸収とコンプトン散乱のみがおこるものとした。

得られたレスポンス逆行列  $R^{-1}$  の精度を実験的に確かめた。 $^{137}\text{Cs}$  による広いガンマ線束を結晶軸方向に入射させて、得られたシンチレーションスペクトルから入



第4図 補正された<sup>137</sup>Csのエネルギースペクトル

射ガンマ線スペクトルを逆算した。これを第4図に示す。もし入射ガンマ線が、0.66 MeVの単色ののであれば、得られたスペクトルも0.65～0.70 MeVの間のチャンネル以外はその強度が0になるはずである。光電ピーク付近の0.60～0.65 MeVのかんりの強度のガンマ線スペクトルは測定中に生じたチャンネルの移動によるものであろう。すなわち0.662 MeVのガンマ線によるシンチレーション出力が、チャンネルのドリフトによって見掛け上0.65 MeV以下になったものと考えられる。また0.3 MeVを中心とした低エネルギー部に残留的なスペクトルがあらわれている。平行線束を得る際NaI(Tl)シンチレーターからガンマ線源を充分はなした位置においているので、線源から直接入射するもの他に、周辺の床や壁で散乱をうけたのち入射するいわゆるback scatteringによる影響であろう。この場合は高々チャンネル幅0.05 MeVあたり真の入射ガンマ線の5%以下である。以上のように測定されたガンマ線に単色の0.66 MeV以外のガンマ線が混在することを考慮すると、レスポンス逆行列によるエネルギーの測定はかなりの精度が得られていることがわかる。

#### 4. 測定実験と結果の概略

このようにして得られた近似的な方法によって模型坑井内の<sup>137</sup>Cs線源による散乱ガンマ線のスペクトルを試験的に測定した。

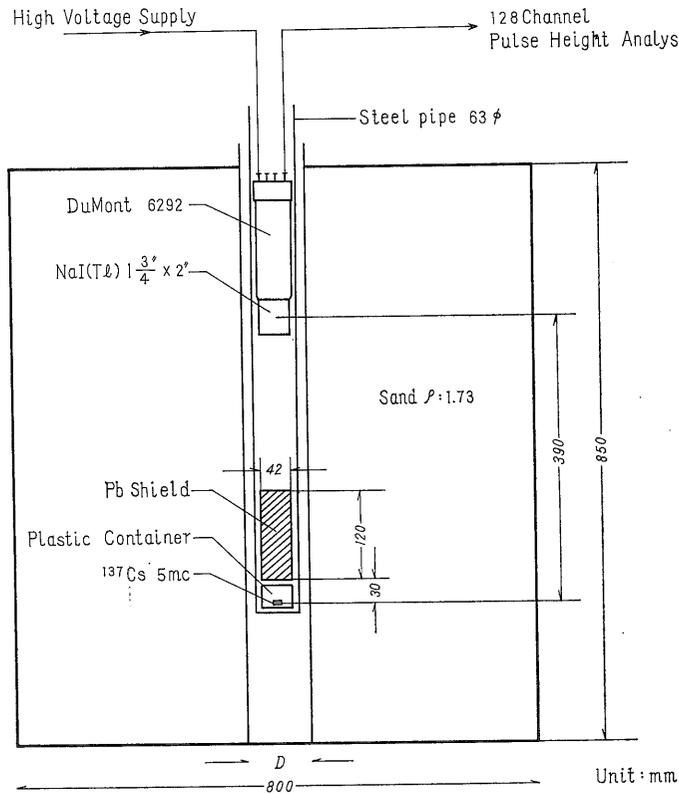
模型地層の作製に際して、散乱ガンマ線分布の測定を無限媒質の条件を満足させる位置で行なうために必要なデイメンジョンおよび境界面の影響を考慮して80 cmφ

×85 cmの容器を使用した。容器の中央部に塩化ビニールパイプ(裸孔模型坑井)または鉄ケーシングによって模型坑井を作り、その周囲に砂を充填することにより模型地層とした(密度 $\rho = 1.73 \text{ g/cm}^3$ )。<sup>137</sup>Csは日本放射性同位元素協会頒布のもので、本実験では点線源として取り扱いうる強度約5 mCiのものを用いた。線源はプラスチックのコンテナの中におさめ、一次ガンマ線の透過をふせぐ円柱状鉛シールド(42mmφ×120 mm)の一端より30 mmへだてた位置にとりつけた(第5図)。線源—NaI(Tl)検出部の距離は本実験を通じてすべて39 cmにしている。NaI(Tl)検出部、線源、鉛遮蔽は63 mmφ、肉厚2 mmのスチールパイプの中に取り付け模型坑井の中に挿入し、またシンチレーション出力分布の測定には東芝製128チャンネル波高分析器を使用した。第6図は測定の一例であって記録されたシンチレーション出力分布(observed spectrum)、統計的なひろがりに対する補正をほどこした本来のシンチレーション出力分布(Gauss corrected spectrum)およびこれに逆行列を操作して得られた入射散乱ガンマ線エネルギースペクトル(response corrected spectrum)を表わしている。

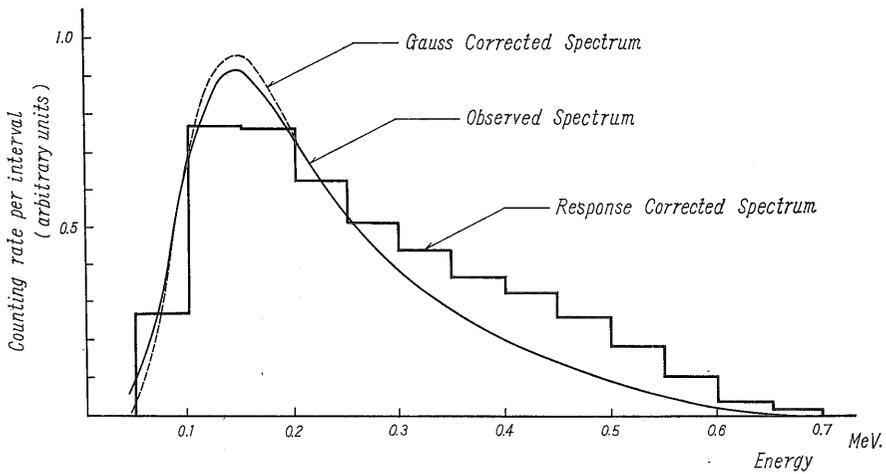
孔径、坑井水の有無、鉄ケーシングの有無等の種々な坑井条件についての測定を行なった。比較を容易にするために便宜上これらを第7～13図の形で示した。これらのスペクトルから次のことがみとめられた。

(1)低エネルギー(0.05～0.20 MeV)領域におけるスペクトルは全体のスペクトルに対してかなりの割合を占めている。またスペクトルのピークは0.1～0.2 MeVの低エネルギー部にあらわれている。したがってガンマ

$^{137}\text{Cs}$  による坑井内の散乱ガンマ線エネルギー分布の測定 (中井順二)



第5図 模型坑井実験装置



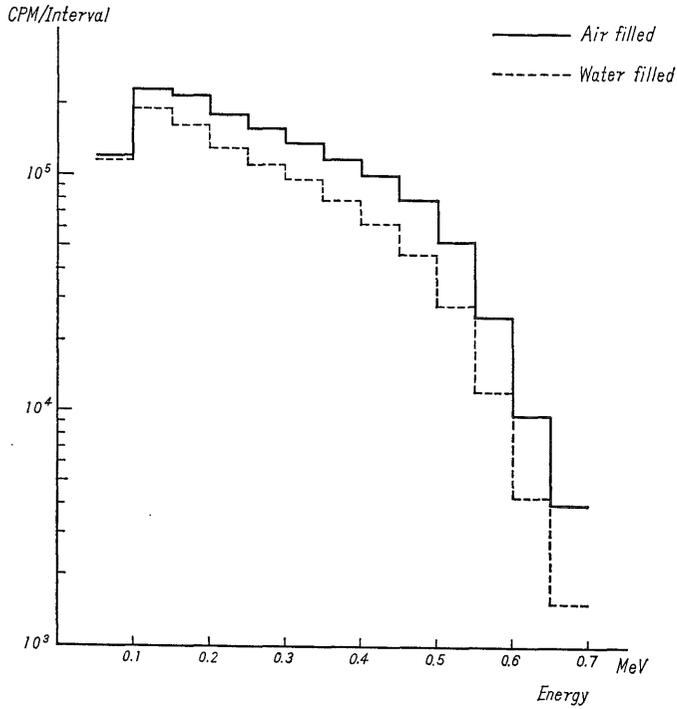
第6図 模型坑井内の  $^{137}\text{Cs}$  による散乱ガンマ線のスペクトル

-ガンマ密度検層の際、鉄ケーシングの存在、プローブの外套によって散乱ガンマ線の低エネルギー部分は吸収減少されているとしてもなおこれらの存在を無視できないことが明らかである。

(2) コンプトン散乱ガンマ線のエネルギー  $E\gamma'$  は入射ガンマ線のエネルギーを  $E\gamma$  とすると

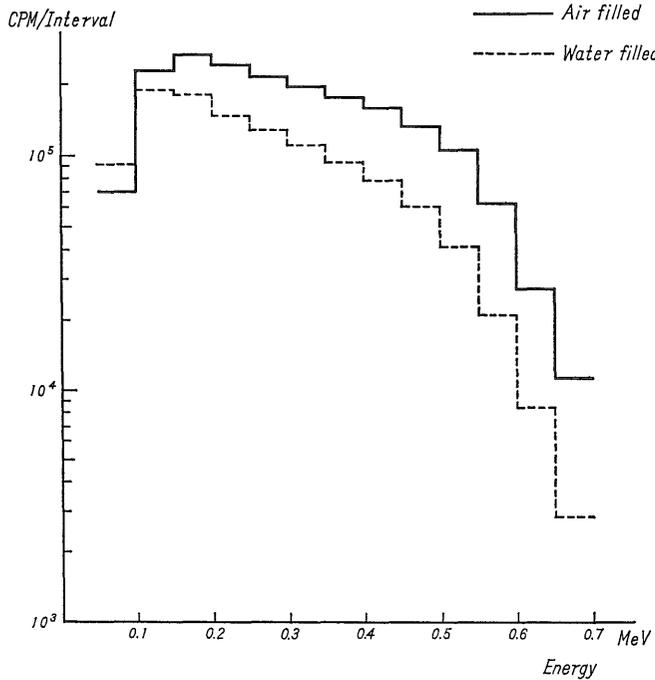
$$E\gamma' = E\gamma - \frac{E\gamma}{1 + m_0c^2/E\gamma(1 - \cos\theta)}$$

Vinyle casing D: 87mm



第 7 図 模型坑井内の <sup>137</sup>Cs による散乱ガンマ線エネルギー分布 (その 1)

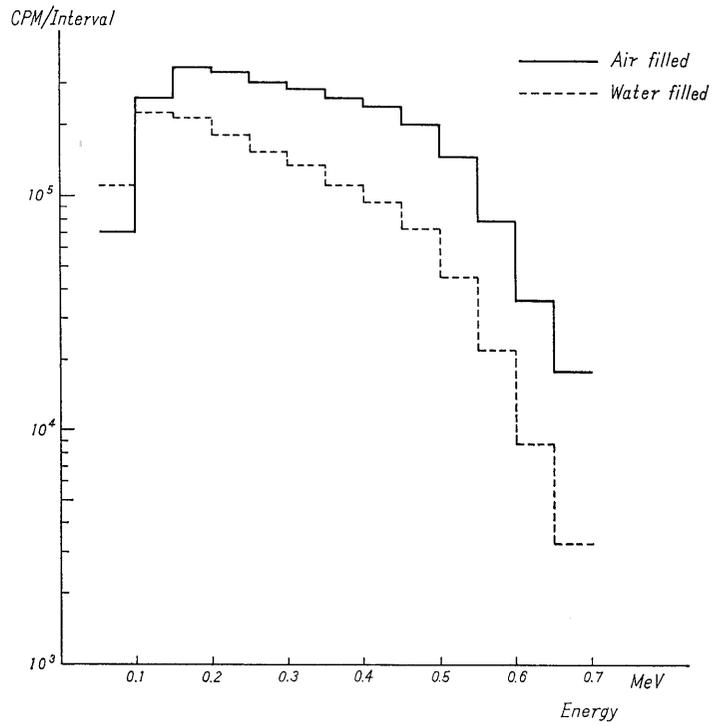
Vinyle casing D: 105mm



第 8 図 模型坑井内の <sup>137</sup>Cs による散乱ガンマ線エネルギー分布 (その 2)

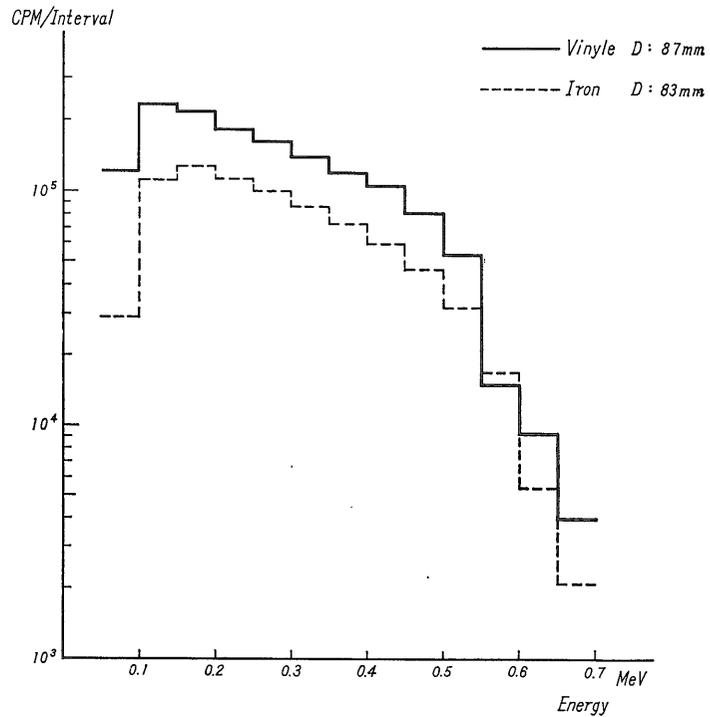
$^{137}\text{Cs}$  による坑井内の散乱ガンマ線エネルギー分布の測定 (中井順二)

Vinyle casing D:140 mm



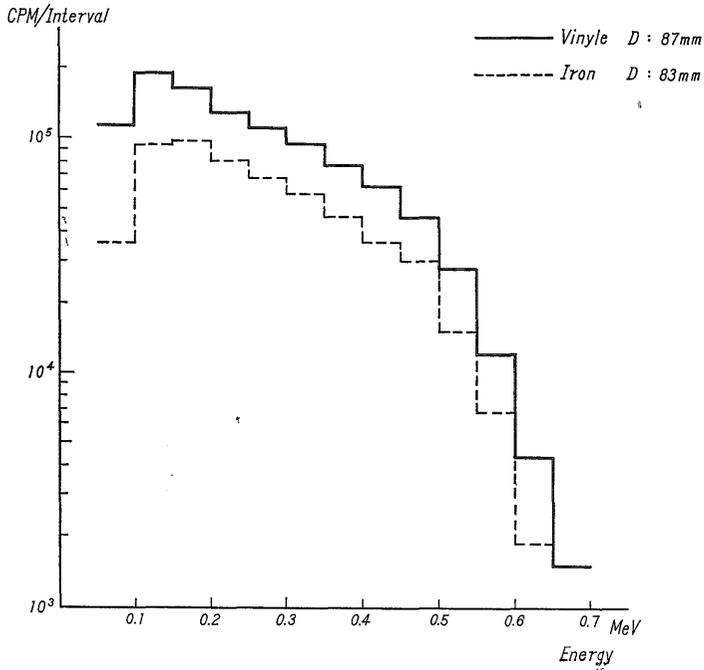
第9図 模型坑井内の $^{137}\text{Cs}$ による散乱ガンマ線エネルギー分布 (その3)

Same diameter (Air filled)



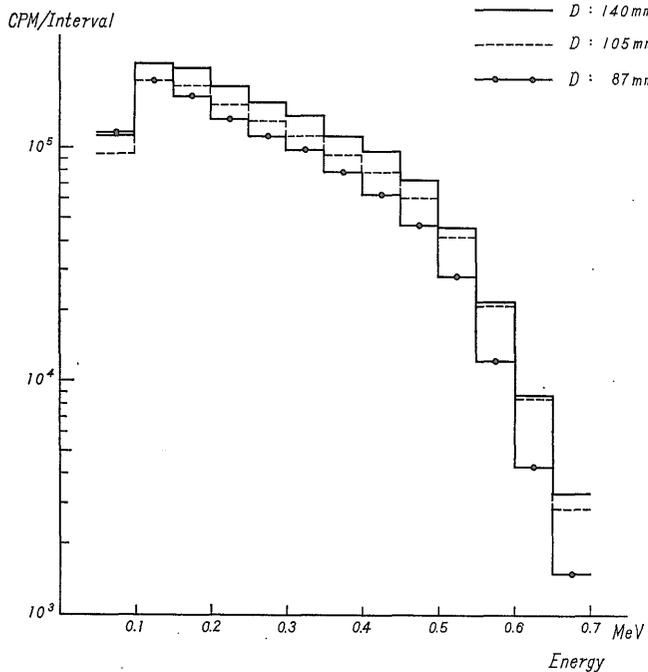
第10図 模型坑井内の $^{137}\text{Cs}$ による散乱ガンマ線エネルギー分布 (その4)

Same diameter (Water filled)



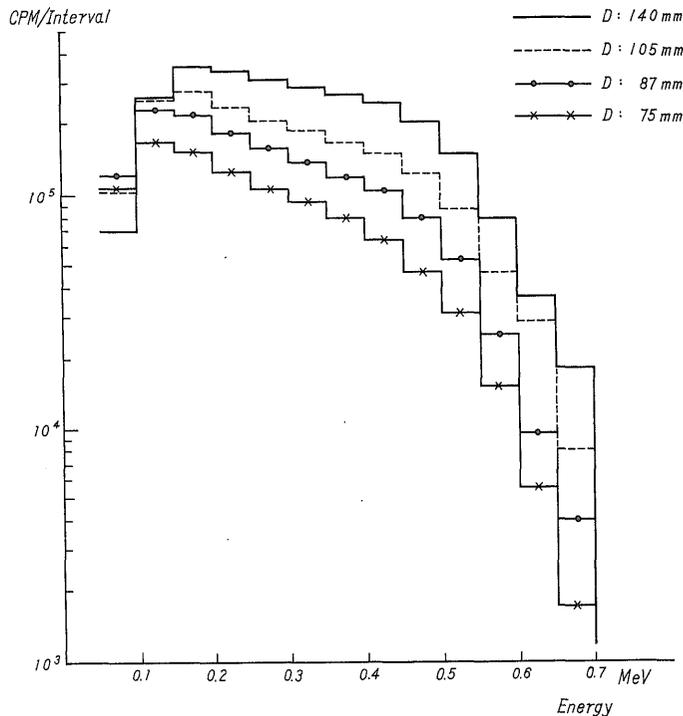
第11図 模型坑井内の  $^{137}\text{Cs}$  による散乱ガンマ線エネルギー分布 (その5)

Vinyle casing (Water filled)



第12図 模型坑井内の  $^{137}\text{Cs}$  による散乱ガンマ線エネルギー分布 (その6)

Vinyle casing (Air filled)



第13図 模型坑井内の  $^{137}\text{Cs}$  による散乱ガンマ線エネルギー分布 (その7)

で表わされる。ここに  $m_0c^2$  は静止電子エネルギー、 $\theta$  は散乱角とする。

したがって  $^{137}\text{Cs}$  (0.66 MeV) によるガンマ線は1回のコンプトン散乱で 0.19 MeV 以下にはなりえない。測定結果から 0.20 MeV 以下のスペクトルが、全スペクトルのかなりの割合を占めることは模型地層の中で多数回散乱をうけた後に NaI (Tl) 検出部に入射していることを意味する。

(3)坑井水の有無によるスペクトルの変化は第7～9図に示されている。

坑井水のない場合低角度の散乱後に検出部に入射する散乱ガンマ線が多い。坑井水はこれらの比較的高エネルギーのガンマ線を減少させている。一方低エネルギー成分は、地層中で散乱を繰り返したものであり、坑井水によってさらにこれらのガンマ線は散乱をうける。したがって低エネルギー成分は相対的に増加し、スペクトルのピークはより低エネルギー部に移動する。この傾向は孔径が大きい場合とくに著しくあらわれている。実験測定の例では  $D = 140$  mm の場合に明らかに表われている。 $D = 87$  mm では坑井水の影響は小さく、 $D = 140$  mm と比較するとスペクトルは全エネルギー領域にわた

ってかなり平均的に減少している。

(4)裸孔と鉄ケーシングの場合の測定結果の比較は、第10、11図に示されている。この場合外径は4mmの差がある。坑井水の有無によってスペクトルの形はよく似ている。鉄ケーシングの存在によって0.05～0.15 MeVの低エネルギーガンマ線は著しく吸収され、スペクトルのピークは0.10～0.15 MeV から0.15～0.20 MeVの領域に移動する。

(5)孔径の変化にともなうスペクトルの変化は坑井水の有無にかかわらず0.15～0.50 MeV 領域において同じような減り方をしている。坑井水のない場合はある場合に比較してその減る割合が大きい(第12、13図)。

### 5. 結 語

ガンマ線の角度分布が一様な場合のエネルギー分布を測定する方法を検討した。 $1\frac{3}{4}'' \phi \times 2''$  の NaI (Tl) シンチレーターを使用し、 $^{137}\text{Cs}$  からの散乱ガンマ線のシンチレーション出力からガンマ線エネルギーを計算できるレスポンス行列を作った結果、かなり良い精度のものを得ることができた。これを用いて模型坑井内の  $^{137}\text{Cs}$  による散乱ガンマ線のエネルギー分布を求めた。種々な坑

井条件によるこれらの特徴を知ることによりガンマ-ガンマ密度検層の研究のための基礎的な資料を得た。

レスポンス行列の計算の過程には無視されている現象があり、また精度の実験的検討においては、本来一様な角度をもつガンマ線に対して行なうべきである。したがってレスポンス行列の精度の検討には若干の問題が残されており今後さらに研究すべき課題と思われる。

本研究について日立製作所中央研究所石松健二氏より種々有益な御教示をいただいた。深く感謝の意を表したい。

## 文 献

- HOFSTADTER, R. and McINTYRE, J. A. (1950): Measurement of gamma ray energies with two crystal in coincidence. *Physical Review*, vol. 78, 619 p.
- HOMILIUS, J. and LORCH, S. (1958): On the theory of gamma ray scattering in boreholes. *Geophysical Prospecting*, vol. 6, no. 4, 342 p.
- MILLER, W. F., REYNOLD, J. and SNOW, W. J. (1957): Efficiencies and photofractions for Sodium-Iodide crystals. *Review of Scientific Instrument*, vol. 28, no. 9, 717 p.
- MORTON, G. A. (1952): *Advance in Electronics*, vol. 4, 69p.
- RAWSON, E. G. and CORMACK, D. V. (1958): A matrix to correct for scintillator escape effects. *Nucleonics*, vol. 16, no. 10, 92p.
- ROULSTON, K. I. and MAQVI, S. I. H. (1956): Reduced compton effect scintillation spectrometer. *Review of Scientific Instrument*, vol. 27, 830p.
- SCHAARSCHMIDT, A. (1964): Messung und Auswertung der Energieverteilungen vielfachgestreuter Gamma-Strahlung in Quarzsand. *Zeitschrift für angewandte Physik.*, 18, Band, 3 Heft, s. 167.
- SYBESMA, C. (1963): Measurement of energy distribution of  $^{137}\text{Cs}$  gamma rays scattered in water. *Nuclear Instruments and Methods*, vol. 21, 167 p.