ラジオグラフィーにおける散乱線のえいきよう

天白一馬・一之瀬匡興

Kazuma TENPAKU and Masaoki ICHINOSE : On the Effect of the Scattered Radiation in the Radiography

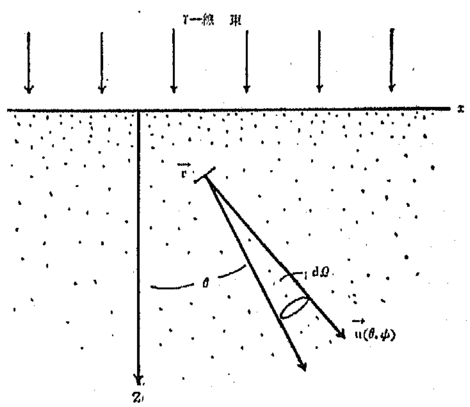
(1955年12月10日受理)

緒　　言

x-線又はγ-線を用うるラジオグラフィーにおいて写真フィルムの濃度の大体の分布状況から物体内部の不均一箇所の形状および大さが比較的容易に推定される場合にも，濃度の細かい差異を測定し，それによつていろいろの量を算定したい場合がある。例えば固定された物体の内部の不均一状況を調べるとき，限られた方向からだけ放射線があてられるようになつている場合は，不均一部分の深さはフィルムの濃度をできるだけ精密に測定して，その値から算定せねばならぬ。このような場合，フィルム上の濃度を，散乱を受けずに透過した放射線のみによるとして計算すると誤差を大きくする場合がある。それは当然散乱線によるフィルムの黒化を考慮せねばならぬからである。吾々はγ-線ラジオグラフィーの実験を行うに際して，この散乱線のえいきようの程度を知る必要から簡単な二三の実験を行い，それの理論的な算定と比較することによつて散乱線のえいきようを補正する一般的な方法を立てようと試みた。その結果を以下に報告する。なおこの試みはラジオグラフィーのみならず一般に放射線の防禦のために使うスクリーンからの散乱線の分布状況を推定する問題にも通ずることを考慮した。

物体内におけるγ-線の拡散

ラジオグラフィーにおいて物体を透過するx-線又はγ-線はそのエネルギーの範囲に応じて光電効果，コムプトン効果および電子対創生による吸収又は散乱を受けながら拡散してゆく。この場合どの効果が優勢であるかはエネルギーの範囲のみならず物質の種るいによつても異るが，ラジオグラフィーで主として用いられるγ-線のエネルギー範囲は0.5～2 Mev程度であつて，この範囲では大低の物質についてコムプトン効果による散乱が大部分をしめる。したがつて以下で取扱うのもコムプトン散乱だけとする。γ-線がコムプトン散乱によつてエネルギーを変えつゝ拡散してゆく問題をもつとも一般的に取扱つて，これを厳密に解くことは困なんであるが，適当な条件のもとで近似的に解く理論はいくつか行われている。L. L. Foldyが半無限の物体の平表面に直角に一様なエネルギーと強度をもつたγ-線を照射するとき，γ-線のエネルギーと方向がどのように変つてゆくかを求めたのもその一つである。吾々は一様な厚さをもつた平板に直角にγ-線をあてたとき，その裏面においてγ-線の強度がどのように分布するかを求めるのにL. L. Foldyの理論を部分的に適用し，それによつてγ-線ラジオグラフィーにおける散乱線のえいきようを求める計算を行つた。



第1図

γ線が半無限の物体の平表面に直角に入射するとき，その方向をz-軸にとり，表面に沿うてx，y軸をとる（第1図）。いま物体内の$\vec{r}$点において，単位面積を通じて単位時間に$\vec{u}(\theta,\varphi)$方向の微少立体角$d\Omega$内に散乱するγ-光子のうち，エネルギーがεと$\varepsilon+d\varepsilon$との間にあるものの数（入射γ-光子の数を単位として）を$f(\varepsilon,\vec{u},\vec{r})\,d\varepsilon\cdot d\Omega$とすると，$f(\varepsilon,\vec{u},\vec{r})$の満足する一般方程式は

$$\vec{u}.\mathrm{grad}.\,f(\varepsilon,\vec{u},\vec{r})+\mu(\varepsilon)\cdot f(\varepsilon,\vec{u},\vec{r})=N\cdot\int f(\varepsilon',\vec{u}',\vec{r})\cdot\kappa(\varepsilon',\vec{u}',\vec{u})\,d\Omega'\cdots(1)$$

であたえられる。ここに$\mu(\varepsilon)$はエネルギーεのγ-線に対する吸収係数（cm^{-1}），Nは単位体積中に含まれる電子の数，$\kappa(\varepsilon',\vec{u}',\vec{u})$はエネルギー$\varepsilon'$の$\gamma$-光子が$\vec{u}'(\theta',\varphi')$の方向から$\vec{u}(\theta,\varphi)$の方向にコムプトン散

乱を受けて，エネルギーが ε' の γ- 光子に変る際の断面積を表わし， ε と ε' との間には

$$\frac{1}{\varepsilon}=\frac{1}{\varepsilon'}+1-\vec{u}\cdot\vec{u}'$$

$$=\frac{1}{\varepsilon'}+1-\mathrm{Cos}\,\Theta\cdots\cdots\cdots\cdots(2)$$

なる関係がある。但し Θ は散乱角を表わし，エネルギーは電子の質量を m， 光速度を c として mc^2 を単位として表わしてある。

物体が半無限であつて γ- 線束も無限に広く，かつ一様であるから $f(\varepsilon,\vec{u},\vec{r})$ は一般にz-軸に関しては対称的で x, y には無関係である。したがつて方程式(1) は次のようにかくことができる。

$$\mathrm{Cos}\theta\cdot\frac{\partial f}{\partial z}+\mu\cdot f=N\int f(\varepsilon',\vec{u}',\vec{r})\cdot\kappa(\varepsilon',\vec{u}',\vec{u})d\Omega',$$

さらに θ のあまり大きくない散乱を主として問題にする場合は $\mathrm{Cos}\theta\sim1$ とおけるから上式は

$$\frac{\partial f}{\partial z}+\mu\cdot f=N\int f(\varepsilon',\vec{u}',\vec{r})\cdot\kappa(\varepsilon',\vec{u}',\vec{u})d\Omega'\cdots(1)'$$

として差支えない。Klein—Nishina の公式によると $\kappa(\varepsilon',\vec{u}',\vec{u})$ は

$$\kappa(\varepsilon',\vec{u}',\vec{u})=\frac{r_o^2}{2}\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon'}\right)^2\cdot\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon'}+\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}-\sin^2\Theta\right)$$

であたえられるが散乱角のあまり大きくない範囲を主として考えるとすれば近似的に

$$\kappa(\varepsilon',\vec{u}',\vec{u})\doteq\frac{r_o^2}{2}\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon'}\right)^2\cdot\left(\frac{\varepsilon}{\varepsilon'}+\frac{\varepsilon'}{\varepsilon}\right)\cdots(3)$$

とおくことができる。但し $r_0=e^2/mc^2$ は電子の古典半径である。

以上の近似条件のもとで (1)′ を解くと f は次のように求められる。

$$f(\varepsilon,\vec{u},\vec{r})=\frac{\varepsilon}{\varepsilon_o}\exp(-\mu Z)\cdot\sum_{m=0}^{\infty}g_m\cdots\cdots(4)$$

但し ε_o は入射 γ- 光子のエネルギー，

$$g_o=\delta(\vec{u}-\vec{u}')\cdot\delta(\varepsilon-\varepsilon_o)$$

$$g_1=N\cdot r_o^2\cdot z\,\delta\left(\frac{1}{\varepsilon}-\frac{1}{\varepsilon_o}-\frac{\sin^2\theta}{2}\right)$$

$$g_m=(m-1)(2N\pi r_o^2\cdot z)^m\cdot\left(\frac{1}{\varepsilon}-\frac{1}{\varepsilon_o}-\frac{\sin^2\theta}{2m}\right)^{m-2}/2\pi(m!)^2$$

δ は Dirac の δ- 函数である。g_oは散乱を受けずに透過した分を表わし，g_1, g_2,… は夫々一回, 二回, …… の散乱を受けた分に相当する。

吾々の取扱う物体は有限な厚さ Z_o をもつた平板であつて，その広さ又はγ-線束のあたる範囲も有限である。その上問題にするのは主として物体の週辺附近であるためこの場合の函数 f は厳密には x, y にも依存しなければならぬ。しかし物体の厚さがあまり大きくない限り週辺附近における f の非対称性は無視してもよい。するとこの場合にも f の形は近似的に上に得た形のまま成立つと見てもよい。また吾々の求めるのは板の裏面における f の値から，板の近くにおいたフィルム上のγ-光子の密度であるが，物体の広さが極めて大きい場合を除けば，二回以上の多重散乱からの光子密度への寄与は小さいものとして省略する。このような近似では f は(4)の第二項までとつて，

$$f(\varepsilon,\vec{u},\vec{r})=\frac{\varepsilon}{\varepsilon_o}\exp(-\mu z)\cdot(g_o+g_1)$$

$$=\frac{\varepsilon}{\varepsilon_o}\exp(-\mu z)\Big\{\delta(\vec{u}-\vec{u}_o)\cdot\delta(\varepsilon-\varepsilon_o)+Nr_o^2\cdot z\cdot\delta\left(\frac{1}{\varepsilon}-\frac{1}{\varepsilon_o}-\frac{\sin^2\theta}{2}\right)\Big\}\cdots\cdots(5)$$

とおくことができる。以下の計算は (5) を基礎として行う。先ず(5)の第一項を ε および Ω について積分すると，

$$\iint\frac{\varepsilon}{\varepsilon_o}\exp(-\mu z)\,\delta(\vec{u}-\vec{u}_o)\,\delta(\varepsilon-\varepsilon_o)\,d\varepsilon d\Omega$$

$$=\exp(-\mu z)\cdots\cdots\cdots\cdots(6)$$

となり，散乱を受けずに $z=o$ から $z=z$ まで透過したγ-光子数を表わす。次に $\vec{u}(\theta,\varphi)$ 方向の $d\Omega$ 内への散乱光子の数は(5)の第二項を ε について積分して次のように得られる。

$$Nr_o^2\ z\exp(-\mu z)\cdot d\Omega\int\frac{\varepsilon}{\varepsilon_o}\delta\left(\varepsilon^{-1}-\varepsilon_o^{-1}-\frac{\sin^2\theta}{2}\right)\alpha\varepsilon$$

$$=Nr_o^2\ z\exp(-\mu z)\cdot d\Omega\Big/\varepsilon_o\left(\varepsilon_o^{-1}+\frac{\sin^2\theta}{2}\right)$$

$$=Nr_o^2\ z\exp(-\mu z)\,d\Omega\Big/\left(1+\frac{\varepsilon_o}{2}\sin^2\theta\right)\cdots\cdots(7)$$

フィルム上におけるγ-光子の密度

(6)および(7)を用いて，板の後方hの距離に板と平行においたフィルムの上の γ- 光子の密度を以下に計算する。

第2図において板の裏面上の微少面積dsを通してフィルム上の微少面積 ds′ にあたる散乱 γ- 光子の数は空気中の吸収を無視すれば(7)から

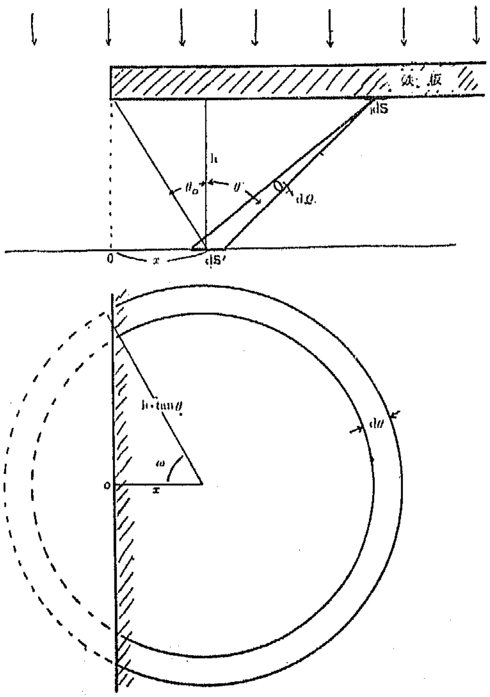
$$f\cdot ds\cos\theta,d\Omega=\frac{Nr_o^2\ Z_o\exp(-\mu z_o)\cos^4\theta.ds.ds'}{h^2\left(1+\frac{\varepsilon_o}{2}\sin^2\theta\right)}$$

となるから，この部分がフィルム上の γ- 光子の密度へ寄与する分は

$$dI_S=\frac{C\cdot\cos^4\theta\cdot ds}{\pi h^2\left(1+\frac{\varepsilon_o}{2}\sin^2\theta\right)}$$

但し $C\equiv N\pi r_o^2\ z_o\cdot\exp(-\mu z_o)$

となる。これは φ を含まないから $\theta=\mathrm{const.}$ として φ について0から2π まで積分すると，板上のリング状の



第2図

部分からの寄与として

$$dI_S = \frac{C.\ \sin 2\theta \cdot d\theta}{1+\frac{\varepsilon_o}{2}\sin^2\theta} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (8)$$

を得る。ここに $d\theta$ は フィルム上の点 x から ds を見込む微少角である。板が考えている点を中心に平均 $\theta=\theta_1$ まで広がつているとすれば，求める密度は(8)を積分して次のように得られる。

$$I_S = C\int_o^{\theta_1} \frac{\sin 2\theta}{1+\frac{\varepsilon_o}{2}\sin^2\theta}\,d\theta$$

$$= C\frac{2}{\varepsilon_o}\log\left(1+\frac{\varepsilon_o}{2}\sin^2\theta_1\right) \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (9)$$

したがつて全体の密度は(6)を加えて次のようになる。

$$I=\exp(-\mu z_o)\cdot\left\{1+\frac{2N\pi r_{2o}\,{}_o}{\varepsilon_o}\log\left(1+\frac{\varepsilon_o}{2}\sin^2\theta_1\right)\right\} (9)'$$

もし放射線のエネルギーが小さく $\varepsilon_o\ \sin^2\theta_1/2$ が1に比して無視できれば (9) は

$$I'_S \doteqdot \lim_{\varepsilon_0\to 0} I_S = C\ \sin^2\theta_1 \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (9)''$$

とおいてよい。

x-線または γ-線の吸収式を，散乱線のえいきようを考慮して

$$I = BI_o e^{-\mu z} \quad [B : \text{Build-up factor}]$$

と表わすことがある。これと (9)′ とを比較して，広さ，厚さがあまり大きくない平板の場合は

$$B = 1+\frac{2N\pi r_o^2\ z_o}{\varepsilon_o}\log\left(1+\frac{\varepsilon_o}{2}\sin^2\theta_1\right) \cdots\cdots (10)$$

とおいてよいことがわかる。この関係は実測されている結果とも一致している。

次に板が直線のふちをもつ場合に，ふちの近くの散乱光子がどのように分布するかを考える（第2図）。板のふちAの真下の点Oを原点として ふちに直角に x-軸を定める。先ずフィルム上の $x>0$ の点における γ-光子の密度を求める。(8)を用うるに際して，図から明かなように，$\theta>\theta_o$ の範囲では積分範囲が板の外にはみ出すからその部分を除外せねばならぬ，除外される部分は ω/π であるから，(8)は

$$dI_S = C\left(1-\frac{\omega}{\pi}\right)\frac{\sin 2\theta\cdot d\theta}{1+\frac{\varepsilon_o}{2}\sin^2\theta} \quad \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots (8)'$$

但し $\text{Cos}\ \omega = x/h\tan\theta = \tan\theta_o/\tan\theta$

と変更すればよい。したがつて点 x における散乱 γ-光子による密度は

$$I_S = C\int_o^{\theta_o}\left\{\frac{\sin 2\theta}{1+\frac{\varepsilon_o}{2}\sin^2\theta}\right\}d\theta + C\int_{\theta_o}^{\theta_1}\left(1-\frac{\omega}{\pi}\right)\left\{\frac{\sin 2\theta}{1+\frac{\varepsilon_o}{2}\sin^2\theta}\right\}d\theta$$

$$= C\int_o^{\theta_1}\left\{\quad {}'' \quad\right\}d\theta - \frac{C}{\pi}\int_{\theta_o}^{\theta_1}\omega\left\{\quad {}'' \quad\right\}d\theta$$

$$= \frac{2C}{\varepsilon_o}\log\left(1+\frac{\varepsilon_o}{2}\sin^2\theta_1\right) - \frac{C}{\pi}\int_{\theta_o}^{\theta_1}\left\{\quad {}'' \quad\right\}d\theta \cdots\cdots (11)$$

となる。第二項は簡単に積分されないが $\theta_o<\theta'<\theta_1$ なる θ' を用いて次のように変形される。

$$\text{第二項の積分} = \frac{1}{1+\frac{\varepsilon_o}{2}\sin^2\theta'}\int_{\theta_o}^{\theta_1}\omega\cdot\sin 2\theta\cdot d\theta$$

$$= \frac{1}{1+\frac{\varepsilon_o}{2}\sin^2\theta'}\left\{-\frac{1}{2}\cos 2\theta_1\cdot\ \cdot\cos^{-1}\left(\frac{\tan\theta_o}{\tan\theta_1}\right)\right.$$

$$+\sin\theta_o\cdot\left[\sin^{-1}(\sec\theta_o\cdot\cos\theta_1)-\frac{\pi}{2}\right]$$

$$\left.+\frac{1}{2}\tan^{-1}\left(\sqrt{\sec^2\theta_1-\sec^2\theta_o}\Big/\tan\theta_o\right)\right\}$$

これを簡略化するため次のように操作する。｛ 〃 ｝の値は $\theta_o=0$ のとき $\frac{\pi}{2}\sin^2\theta_1$ となり，さらに $\theta_1=\pi/_2$ とすると $\pi/_2$ となる。即ち原点でのこの値は θ_1 を $\pi/_2$ ま

で延長した値の $\sin^2\theta_1$ 倍となつている。この関係は近似的には原点附近のすべての点で成立つとみられる。すると｛ 〃 ｝の値は $\theta_1=\pi/2$ とおいたときの値 $\pi(1-\sin\theta_0)/2$ を $\sin^2\theta_1$ 倍して得られる。したがつて求める I_S は

$$I_S=\frac{2C}{\varepsilon_0}\log\left(1+\frac{\varepsilon_0}{2}\sin^2\theta_1\right)-\frac{C\cdot(1-\sin\theta_0)\cdot\sin^2\theta_1}{2\left(1+\frac{\varepsilon_0}{2}\sin^2\theta'\right)}\cdots(11)'$$

となる。ここに θ' は未定であるが，もし ε_0 が小さく $\varepsilon_0\sin^2\theta'/2$ が1に比して無視できる場合（x-線の場合など）は上式は

$$I_S=\frac{C}{2}\sin^2\theta_1\cdot(1+\sin\theta_0)$$
$$=\frac{C}{2}\sin 2\theta_1\cdot(1+x/\sqrt{x^2+h^2})\cdots\cdots\cdots(11)''$$

もし $\varepsilon_0\sin^2\theta'/2$ が1に比して無視できない場合に(11)′を確定するには，いまと同様の操作によつて，原点 $\theta_0=0$ おける(11)′の値，すなわち(9)の1/2と，その中の ε_0 を0としたときの値との関係を求める。(9)の1/2は

$$I_S=\frac{C}{\varepsilon_0}\log\left(1+\frac{\varepsilon_0}{2}\sin^2\theta_1\right)$$

であり，$\varepsilon_0\to 0$ とすると $I_S\longrightarrow\frac{C}{2}\sin^2\theta_1$ となる。すなわち I_S に $\varepsilon_0\to 0$ のときの I_S の $2\log\left(1+\frac{\varepsilon_0}{2}\sin^2\theta_1\right)/\varepsilon_0\sin^2\theta_1$ 倍となつている。したがつて原点附近のすべての点においても近似的にこの関係が成立つとして

$$I_S=(11)''\times\frac{2}{\varepsilon_0\sin^2\theta_1}\log\left(1+\frac{\varepsilon_0}{2}\sin^2\theta_1\right)$$
$$=\frac{C}{\varepsilon_0}\log\left(1+\frac{\varepsilon_0}{2}\sin^2\theta_1\right)\cdot\left(1+\frac{x}{\sqrt{x^2+h^2}}\right)\cdots(11)'''$$

とすることができる。

$x<0$ の範囲でも(11)‴と同じ形となるから全体の密度は結局

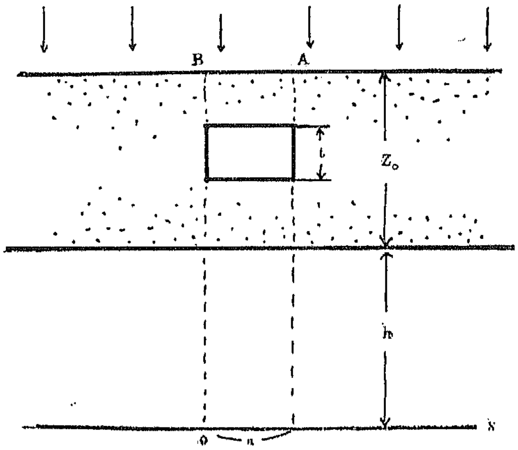
$$\left.\begin{array}{ll} I=\exp(-\mu z_0)+I_S, & (x>0) \\ I=1+I_S & (x<0) \end{array}\right\}\cdots\cdots\cdots(12)$$

となる。

以上の諸結果を板の中に不均一箇所（例えば空洞）がある場合にあてはめてみる。空洞の幅を a，厚さを t とすると，散乱線を考える限りでは，前に取扱つた，ふちのある板の問題で，二枚の板がふちのところで間隔 a で対置されている場合と同等である（第3図）。

板A，Bから散乱による密度をそれぞれ I_A, I_B とすれば，$x>a$ の範囲では(11)‴から

$$I_A=\frac{C}{\varepsilon_0}\log\left(1+\frac{\varepsilon_0}{2}\sin^2\theta_1\right)\times\left(1+\frac{x-a}{\sqrt{(x-a)^2+h^2}}\right)$$
$$I_B=\frac{C}{\varepsilon_0}\log\left(\quad〃\quad\right)\times\left(1-\frac{x}{\sqrt{x^2+h^2}}\right)$$



第3図

$$\therefore I=I_A+I_B+\exp(-\mu z_0)\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots(14)$$

$0<x<a$ の範囲（空洞の部分）でも I_A, I_B は全く同じ形となるから

$$I=I_A+I_B+\exp\{-\mu(z_0-t)\}\cdots\cdots\cdots\cdots(14)'$$

となる。$x<0$ の範囲では $x>a$ の範囲と対称的であるから(14)で $x-a$ の代りに $-x$ を代入すればよい。

実験結果との比較

実験に用いた放射線は約10mgのRaと，それからの生成物との混合物を含む物質から放射されるγ-線である。したがつてこのγ-線は最大2.2Mevから最低0.6Mevまでの数種のエネルギーを含むが，その強度分布は未定である。しかし吾々は吸収係数の測定値から推定して平均として $\varepsilon_0=1.5$Mev の値を用うることにした。γ-線の吸収，散乱体としては厚さ 1～3 cm の鉄板を用い，その吸収係数としては，吾々の実測した値0.35(cm^{-1}) を採用した。放射源は鉄板から20～40cmの距離におき，撮影用の x-線用フィルムは鉄板の裏から 2～3 cm 離しておいた。なおフィルムの感度を高めるためフィルムに密着させて螢光板を併用した。フィルムの黒化濃度は島津製作所の濃度計で測つた。濃度はあらかじめ作つた γ-線照射量と濃度との検定曲線によつて，γ-線照射量に換算される。

以上の配置によつて測定した鉄板のふちの附近におけるγ-光子密度の分布状況をグラフにすると第4図の点線となる。また空洞の場合の分布状況をグラフにすると第5図の点線となる。比較のために吸収法則 $I=I_0e^{-\mu z}$ を用いて計算した結果をそれぞれの場合について示すと第4，5図の鎖線となる。これらの実験結果と吾々の計

算とを比較するのに(12), (14), (14)′を用うる。これらの式の常数をあたえると次のようになる。(12)については

$N=2.21\times10^{24}$ (cm^{-3}), $r_o=2.82\times10^{-13}(cm)$,

$z_o=2$ (cm), $\varepsilon_o\sim3$, $C=N\pi r_o^2 z_o\cdot\exp(-\mu\cdot z_o)=0.56$. これらの数値を (11)‴, (12)に代入すると

$$I_S=0.14\left(1+\frac{x}{\sqrt{x^2+4}}\right)$$

$$I=0.64+0.14\frac{x}{\sqrt{x^2+4}},\quad (x>0)$$

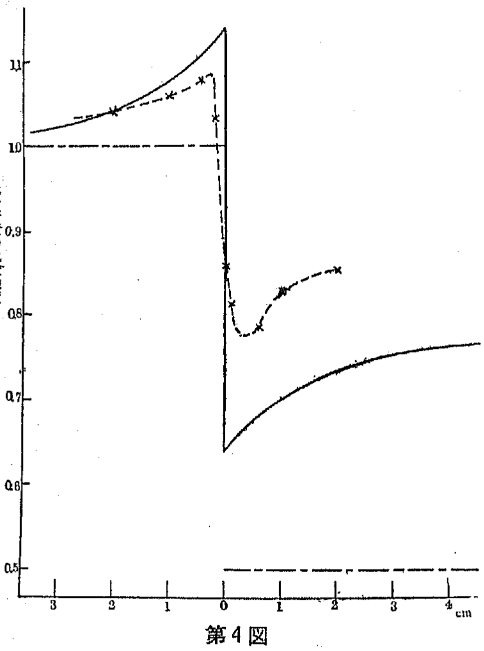
$$I=1.14+0.14\frac{x}{\sqrt{x^2+4}},\quad (x<0)$$

(14), (14)′については, $z_o=2.8$(cm), $t=1.4$(cm), 他の常数は同じであるから。これらを代入して

$$I=0.9+0.14\left(\frac{x-2}{\sqrt{(x-2)^2+4}}-\frac{x}{\sqrt{x^2+4}}\right),\ (0<x<2),$$

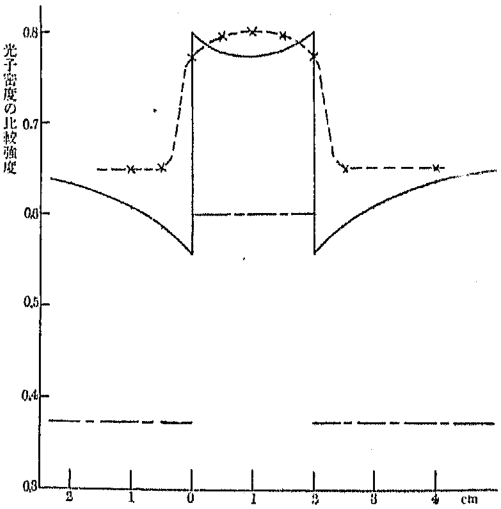
$$I=0.66+0.14\left(\quad\text{〃}\quad\right),\quad x>2)$$

となる。$x<0$では$x>2$と対称的になる。これらをグラフにすると第4図および第5図の実線となる。



第4図

実測した濃度，したがつてγ-線密度を用いて板の厚さおよび空洞の深さ（第3図），を逆算すると，$x=3$のところで，$I=0.65$, $I_A+I_B=0.226$, したがつて(14)から$\exp(-0.35\times z_o)=I-I_A-I_B=0.424$. これから$z_o=2.44$を得る。実際は$z_o=2.8$であるから13％の誤差となる。また空洞の真下では$I=0.81$, $I_A+I_B=0.155$, したがつて$\exp(-0.35\times z_1)=I-I_A-I_B=$



第5図

0.655, これから$z_1=1.2$, 空洞の深さ$t=z_o-z_1=1.24$, 実際は$t=1.4$であるから誤差は11％である。もし，これらz_o, tを単純な吸収法則$I=I_o\exp(-\mu z)$にしたがつて計算すると$z_o=1.23$となり誤差は56％, $t=2.2$となり誤差は57％となる。これらの結果から見るとフィルムの濃度から板の厚さを推定するような場合は単純な吸収法則で計算すると50％以上の誤差を生ずるが吾々の計算では10％程度にちぢめられることになる。しかし空洞部分と他の部分との厚さの比はいずれの場合にも正しい値2とほとんど変らない。

結　　語

理論的計算と実測値との比較から吾々の簡単な計算式で散乱線のえいきようを相当程度あらわすことができたが充分ではない。その原因は濃度測定の誤差による以外に，計算の途中でおいたいくつかの近似条件，すなわちi）γ-線のエネルギーを均一とみた，ii）コムプトン散乱のみとした，iii）散乱公式を用うるに際して散乱角は小さいとした，iv）多重散乱は無視した，v）物体の大さは平均的な値を用いた，vi）板以外の物体からの散乱を無視した，などからきている。これらの条件のうちどれがもつとも重要かは確定しがたいが，iii），iv）が主なものと考えられる。これを充分考慮して計算を進めることは本問題の近似を進めると同時に，一般に放射線の遮蔽の問題とも関連した大切なことである。したがつて吾々の次の研究は多重散乱を充分考慮した一般的な計算方法を立てることである。

参 考 文 献

1. Foldy, L. L. : Phys・Rev., 81 (3) 395 (1951)
2. Foldy, L. L. & Osborn, R. K. : Phys. Rev., 81 (3), 400 (1951)
3. SpencerL. V. & Fano, U. : J. Research Natl. Bur. Standards, 46, 446 (1951)

Summary

In this report we tried a theoretical calculation of the effect of the scattered radiation in the radiography, and the result obtained from our calculation was compared to the experimental results.

Although the agreement of the both results was not perfect, the formula which we obtained could include good part of the effect.

The principal source of this unsatisfactry agreement results from the approximation in which we neglected the multiple scattering and the scattering of large angle.

Our next research is to complete the calculation with careful consideration of the multiple scattering and the scattering of large angle.