

半無限 放射性雲에서의 吸收線量計算

1. 單一에너지 감마放出體에 대한 散亂光子스펙트럼의 計算

李 秀 容

漢陽大學校 理工大學 物理學科

=抄 錄=

無限均質空氣에 放射性物質이 均一하게 分布된 放射性雲에서 被曝線量은 一般的으로 單一에너지點
等方線源커널方法에 의하여 計算하고 있다. 이 方法의 가장 큰 制限性은 人體表面에서만의 線量を
概算한다는 事實이다.

이와같은 制限性을 除去하기 위하여, 이 報告書는 감마線放出大型放射性雲 속에서 放射線量計算에
人體表面에 入射되는 散亂光子스펙트럼을 考慮한 다른 接近方法을 導入하였으며, 그 結果는 다른 研
究者들의 結果와 잘 一致하였다.

여기에서 얻은 結果는 現在 研究가 進行中인 無限 또는 半無限均質空氣放射性雲에서 MIRD 펜덤내
吸收線量分布決定의 入力資料로서 利用될 것이다.

1. 序 論

原子爐施設 및 核燃料再處理施設들은 大氣中에 放射
性物質一大部分이 不活性氣體狀一을 放出한다. 大氣中
에 存在하는 이와같은 不活性 放射性物質은 外部被曝
의 重要한 線源이기도 하다.

國際放射線防禦委員會(ICRP)¹⁾는 수많은 放射性核
種에 대한 空氣中最大許容濃度を 勸告하고 있는데, 體
外照射가 가장 重要한 被曝經路로 여겨지는 不活性放
射性氣體에 대한 空氣中最大許容濃도는 어느 사람이
無限大크기의 空氣雲속에 들어있다고 看做하여 그 사
람에 대한 表面線量を 根據모하여 導出した 것이다.

이 導出過程에서 皮膚의 外皮保護層을 透過하는 放
射線과 透過하지 못하는 放射線은 計算에 考慮되었으
나, 人體內에서의 吸收線量分布를 考慮하거나 計算하
지는 않았다.

放射性雲에 의한 吸收線量の 計算은 많은 論文^{2~8)}에
發表되어 있다. 그러나 이들 論文의 대부분은 單一에
너지點等方線源方程式

$$D(r) = \frac{D_0 B(\mu_0 r) e^{-\mu_0 r}}{r^2} \dots\dots\dots(1)$$

을 利用하여, 線源의 幾何學的 形態에 대하여 積分하

여 計算한 것이다.

그러나 이 方法은 여러면에서 制限的이다. 卽 無限
均質媒質에서만 嚴格히 適用이 可能하고 또한 人體
의 存在로 인한 攝動과 地表面一空氣境界效果는 이 計
算方法에는 충분히 考慮되어 있지 않다. Hendrickson
等²⁾은 人體의 存在에 의한 攝動을 空氣線量에 組織對
空氣의 質量阻止能을 곱하여 考慮하고자 企圖를 하였
으며, 그 比는 에너지에 無關하다고 하여 1.13의 값을
주었다. 이 常數補正因子는 0.2 MeV 以上の 에너지에
서는 근사적으로 비록 正確하기는 하나 낮은 光子에너
지에서는 1보다 낮은 값으로 떨어진다. 이것이 아마
單一에너지點等方線源커널의 使用에 따른 가장 커다란
制限性으로서, 人體表面에서만의 線量を 概算하는 경
우에는 適合할지도 모른다. 그 理由는 人體에 入射되
는 放射線의 스펙트럼分布에 관한 情報가 蓄積因子 속
에 포함되어 있지 않기 때문에, 人體의 表面으로 부터
의 깊이의 函數로서의 線量を 計算하는 데에는 쉽게
適用할 수가 없기 때문이다.

따라서, 本稿에서는 감마線放出大型放射性雲속에 人
體가 存在하는 경우, 放射線量計算을 單一에너지點等
方線源커널方法이 아닌 다른 接近方法을 使用하여 구
하였다. 線量計算의 첫 段階로서 標準人을 代表하는
MIRD 펜덤의 表面에 入射한 光子의 粒子플루언스를,

散亂光子스펙트럼을考慮하여 먼저 計算하고, 그 다음 段階로서 이 結果는 다시 標準人뎀내 깊이의 函數로서 吸收線량을 算定하는데 入力資料로서 使用하는 것이다.

本稿에서는 MIRD 뎀에 入射되는 粒子플루언스의 計算을 위한 散亂光子스펙트럼計算式을 導出하여 報告하였다. 그리고 2段階의 吸收線量分布는 現在 研究가 進行中이며 追後 發表할 豫定이다.

2. 無限均質空氣放射性雲에서의 線量計算理論

플럼(plume)의 中心線上으로부터 短距離 혹은 長距離地點(x₀, y₀, z₀)에 位置한 被曝體-人體-가 받을 수 있는 外部被曝線량은 單一에너지點等放線源커널方法에 의한 경우 잘 알려진 다음 式으로부터 구할 수 있다.

$$\dot{X}(x_0, y_0, z_0) = \int_0^\infty \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty k \frac{e^{-\mu r} B(\mu r)}{4\pi r^2} \chi(x, y, z) dx dy dz \dots \dots \dots (2)$$

式(2)에서 얻어지는 結果는 單一에너지감마선에 의한 照射線量 내지는 吸收線量이다. 그러나 實質的으로 人體는 單一에너지감마線源으로부터 放出된 감마放射線이 空氣媒質과의 相互作用을 통하여 減速된 連續分布特性을 가진 감마放射線에 의하여 照射를 받게 되므로 單一에너지 點等放線源커널方法에 의하여 얻어지는 結果는 過少 또는 過大評價할 可能性이 높다.

放射性雲에 均一하게 分布되어 있는 外部放射線源에 의한 人體가 받는 放射線량을 評價하는데 있어서 基本問題는 무엇보다도 먼저 人體에 入射되는 放射線의 스펙트럼을 決定하는 것이다. 放射性雲內에 均一하게 分布된 單一에너지 감마線放出核種인 경우 콤프턴散亂 및 消滅光子에 의하여 招來된 連續스펙트럼이 存在하게 될 것이다. 그 이외에도 光電效果, 콤프턴散亂 및 電子雙生成作用에 의한 散亂電子의 連續스펙트럼도 存在하게 될 것이다. 散亂光子 및 電子스펙트럼 決定에 대한 理論은 Fano 等⁹⁾에 의하여 報告된 바 있다. 그러나 空氣媒質의 경우에 대하여는 明確한 資料가 아직까지 利用可能하지 못한 것으로 著者は 알고 있다. 따라서 本稿에서는 이 方法에 대하여 考察하고자 하였다.

2-1. 微分光子線束의 計算

解析學的으로, 無限均質 감마線放出 放射性雲에서 發生하는 散亂光자의 에너지스펙트럼은 輸送方程式의 解로서 表現이 可能하다. 여기에서는 空間的 및 角對稱

이 成立하므로 에너지分布만을 考慮하여 주면 될 것이다. 이와같은 特別한 경우 輸送方程式은 다음 式과 같이 쓸 수 있을 것이다.

$$f(E') = \mu(E')\Phi(E') = K_p(E', E_0) + \int_E^{E_0} f(E)K_p(E', E)dE \dots \dots \dots (3)$$

(3)式에서 f(E')은 에너지 E'에서의 微分光子密度, μ(E')은 에너지 E'에서의 線型減衰係數, Φ(E')는 에너지 E'에서의 微分光子線束密度, K_p(E', E₀)는 初期 에너지 E₀의 한 光子가 散亂하여 에너지 E'의 光子를 發生할 수 있는 單位에너지增加分當 確率이다. 오른쪽 둘째項은 E'보다 큰 에너지를 가진 散亂光子가 E'주위 單位區間 속으로 다시 散亂되어 들어오는 것을 意味한다. 이 Volterra 形 積分方程式은 反復技術에 의한 數值的으로 그 解를 얻을 수 있다. 그 理由는 K(E', E)가 콤프턴散亂에 대한 Klein-Nishina 式으로부터 얻을 수 있기 때문이다.

f(E')에 대한 積分式에서 空氣媒質에 대한 函數 K_p(E', E)는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$K_p(E', E) = 0.0755829 \left[1 + (1-x)^2 + \frac{\alpha x^2}{1+\alpha x} \right] \frac{1}{\alpha E \mu(E)} \dots \dots \dots (4)$$

여기서

$$x = \frac{E-E'}{\alpha E'}, E' \geq \frac{E}{1+2\alpha}$$

$$K_p(E', E) = 0, E' < \frac{E}{1+2\alpha}$$

이며, 에너지單位는 MeV, 斷面積單位는 cm²/g이다. 反復技術에 의한 (4)式의 解를 구하는 方法은 E'=E 일때 K_p(E₀, E₀)에 의하여 그解가 正確하게 얻어지는 事實을 利用한다. 다음 이 結果를 E₀보다 조금 낮은 에너지 E'에서 試行解로서 使用하여 오른쪽 둘째項의 積分을 遂行하고 近似解를 얻는다. 이 두번째 近似解는 다음에 또다른 近似解를 얻는데 使用한다. 이와같은 節次를 反復施行하여 바로 앞에서 얻은 解와의 差가 0.1%以下가 될 때까지 遂行한다. 이 節次에 의하여 모든 必要한 에너지에서 f(E')을 얻기 위하여 점차 적으로 에너지를 낮은 에너지쪽으로 옮겨간다.

(4)式의 電算處理에서 f(E')는 에너지 零에서 初期光子에너지 E₀ 사이의 에너지를 100區間으로 均等하여 決定하였으며, 둘째項의 數值積分은 Simpson 法則을 使用한 求積法으로 遂行되었다.

f(E')에 대한 위의 表現式 이외에도 初期光子當 消滅放射線을 얻을 確率 P₀는 다음과 같다.

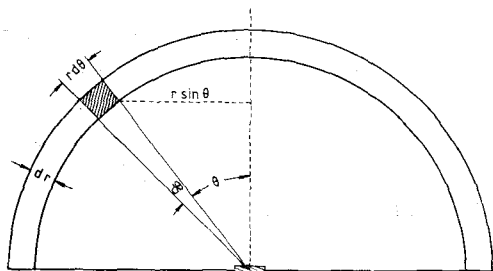


Fig. 1. Illustration of Geometric Parameters Involved in the Calculation of the Photon Flux.

$$P_a = 2 \left[\frac{\kappa(E_0)}{\mu(E_0)} + \int_{2m_0c^2}^{E_0} f(E) \frac{\kappa(E)}{\mu(E)} dE \right] \dots (5)$$

이積分은 만일 $E_0 \ll 2m_0c^2$ 이면 물론 零이 된다. (5)式에서 $\kappa(E_0)$ 는 에너지 E_0 에서의 電子雙生成斷面積, $\mu(E_0)$ 는 E_0 에너지에서 全斷面積이며, $f(E)$ 는 (3)式的定義와 같다. (5)式에서 오른쪽 첫째項은 단지 初期 散亂線이 電子雙生成을 일으킬 確率이고, 둘째項은 $2m_0c^2$ 이상의 에너지를 가진 모든 散亂散亂線이 消滅 光子를 일으키는 事實을 意味한다. 이와같이 P_a 가 일단 決定되면 (3)式을 使用하여 消滅光子에 의한 散亂 光子스펙트럼이 計算된다.

2-2. 光子線束計算

지금까지 考察한 結果는 散亂線放出核種이 存在하는 無限均質 空氣放射雲內에 位置한 人體가 받는 吸收線 量의 計算을 위한 光子線束을 구하는데 利用된다. Fig. 1에 나타낸 바와같이 放射雲體積素 $dV = r^2 dr \sin \theta d\theta$ 를 생각하여 보자. 體積素 dV 에서 每秒 崩壞되는 數는 $3.7 \times 10^4 \chi \rho dV$ 일 것이며, 여기에서 $dV = \text{cm}^3$, $3.7 \times 10^4 = \text{dis/sec} \cdot \mu C_i$, χ (放射能濃度) = $\mu C_i/g$ (공기), ρ (空氣密度) = $1.293 \times 10^{-3} g/\text{cm}^3$ 이다. 따라서 體積素內 每秒 崩壞數는 $47.84 \chi dV$. 微少面積 dA 에 의하여 接한 立體角은

$$d\Omega = \frac{dA \cos \theta}{r^2}$$

이고 屈折이나 吸收가 없을 경우 dA 를 通過할 分率 f 는

$$f = \frac{dA \cos \theta}{4 \pi r^2}$$

이다.

그러나 散亂線이 距離 r 까지 到達할 確率は $e^{-\mu r}$ 이다. 그래서 每秒 dA 를 通過할 體積素 dV 로부터 放

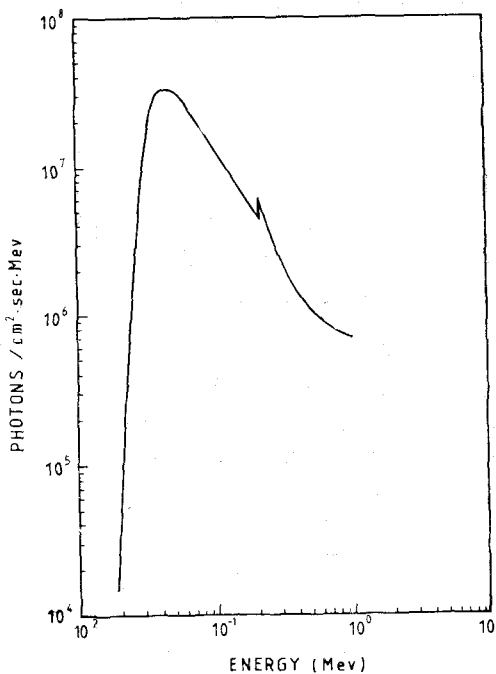


Fig. 2. Scattered photon fluence in an infinite homogenous air cloud containing a uniformly distributed monoenergetic gamma emitter of ^{41}Ar . Normalization is to a source intensity of $1 \mu C_i/g$ of air.

출된 散亂線數는

$$\frac{47.84 \chi dV n dA \cos \theta e^{-\mu r}}{4 \pi r^2} = \frac{3.807 \chi n \cos \theta dA dV e^{-\mu r}}{r^2}$$

이다.

여기서 n 은 每崩壞 1次散亂線數이다. 어느 한 方向에서 dA 를 지나는 光子數에 寄與하는 半球에 걸쳐 積分을 하면 dA 를 지나는 每秒 1次光子는

$$3.807 \chi n dA \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\pi/2} \cos \theta \sin \theta d\theta \int_0^\infty e^{-\mu r} dr = \frac{11.96 \chi n}{\mu} dA$$

가 된다.

그러므로 單位面積當 1次光子의 플루언스率 ϕ 는 다음과 같이 쓸 수 있을 것이다.

$$\phi_0 = \frac{11.96 \chi n}{\mu(E_0)} \text{ (photon/sec} \cdot \text{cm}^2) \dots (6)$$

그리고 에너지 E 에서 MeV當 1次光子當 散亂光子

數를 $f(E)$ 라고 하면 어느 에너지 E 에서 散亂光子數는 다음과 같이 주어지게 된다.

$$\varphi_s(\text{photon/sec}\cdot\text{cm}^2\cdot\text{MeV}) = \frac{11.96 n \chi f(E)}{\mu(E)} \dots\dots\dots(7)$$

이외에도 初期光子에너지가 $2 m_0 c^2$ 以上인* 경우 電子雙生成作用에 의하여 消滅光자를 發生하게 될 것이다. P_a 가 每光子 消滅放射線을 얻은 確率이라고 하면 消滅光子플루언스는 다음 式과 같이 쓸 수 있다.

$$\varphi_a(\text{photon/sec}\cdot\text{cm}^2) = \frac{11.96 n \chi P_a}{\mu(m_0 c^2)} \dots\dots(8)$$

윗 式(6), (7), (8)에서 χ 는 原子力施設의 放出口로부터 Q 의 放出率로 氣體狀放射性物質을 放出한 후 風下方向 (x, y, z) 位置에서의 時間積分 放射能濃度로서 이것은 Gaussian 式¹⁰⁾으로 부터 얻어질 수 있다.

$$\chi(x, y, z) = \frac{Q}{2\pi\sigma_y\sigma_z u} \exp\left[-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right] \cdot \exp\left\{\left[-\frac{(z-h)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+h)^2}{2\sigma_z^2}\right]\right\} \dots\dots(9)$$

3. 結果 및 論議

無限均質 空氣放射性雲內에 均一하게 分布된 單一에너지의 감마線放出核種에 의한 人體의 被曝線量은 單一에너지 點等方線源커널方法에 의하여 計算되어 왔다. 이 方法에 의한 被曝線量은 單一에너지에 대한 人體表面線量을 나타내는 것이며, 初期 單一에너지의 散亂效果는 線量蓄積因子로서 考慮하여 주고 있다.

本稿는 單一에너지의 散亂스펙트럼計算方法을 人體가 實質的으로 받는 吸收線量計算에 導入함으로써 종래의 方法보다 그 計算結果의 正確度를 改善하는데 目的을 두고 있다.

이 目的을 위하여, 그 첫段階로서 散亂光子플루언스 計算方法을 導出하였다. 이 方法에 의하여 原子爐에서 放射化되어 大氣中으로 排出的된 ^{41}Ar 의 散亂光子스펙트럼計算結果는 Fig. 2와 같다. Fig. 2에서 線源強度는 $1 \mu\text{Ci/g}$ 으로 規格化하였으며, 每崩壞 1個의 光子가 放出된다고 假定하였다. 光子線束스펙트럼에서 不連續은 初期光子가 散亂하였을 때 $E_0/(1+2\alpha_0)$ 에 該當하는 散亂光子의 最少에서 發生한다. 光子線束密度는 0.04 MeV 以下の 에너지에서 急速히 減少하는데 이것은 光電效果吸收가 컴턴散亂과 比較하여 優勢한데 起因된다. 이와같은 計算結果는 Berger¹¹⁾의 結果와 잘 一致하고 있다.

本稿의 結果를 利用하여, 無限 또는 半無限 均質空氣

放射性雲內에 存在하는 人體가 받는 吸收線量을 計算하기 위한 研究가 現在 進行中에 있다. 이 結果를 더욱 確實하게 利用하기 위하여 MIRD 標準人팬텀의 表面에 均一하게 分布된 線源에 대한 吸收線量分布를 Monte Carlo 方法에 의하여 구하는 研究가 進行中에 있으며, 그 豫想되는 結果는 現在 利用되고 있는 單一에너지 點等方線源커널方法에 의한 人體表面被曝線量과 散亂光子스펙트럼을 考慮한 吸收線量과의 差異 및 그 線量評價의 正確度改善이다.

참 고 문 헌

- 1) International Commission on Radiological Protection, Publication 2(1959) (Oxford, Pergamon Press).
- 2) M.M. Hendrickson, Calculation of the External Gamma-Ray Dose from Airborne Fission Products, BNWL-811(1968).
- 3) A. Schmidt, Energy Distribution and Dose Rates of the Gamma-Radiation of Radioactive Clouds above Ground Level, ORNL-TR-2168 (1968).
- 4) F.T. Binford, J. Barish and F.B.K. Kam, Estimation of Radiation Dose Following a Reactor Accident, ORNL-4086(1968).
- 5) I. Vander Hoven and W.P. Gammill, Nucl. Safety 10, 513(1998).
- 6) L.L. Bonzon and J.B. Rivard, Computational Methods for Calculation of Radiological Dose Resulting from Hypothetical Fission Product Release, SC-RR-70-338(1970).
- 7) D.L. Strength, M.M. Hendrickson and E.C. Watson. RACER-A Computer Program for Calculating Potential External Dose from Airborne Products following Postulated Reactor Accidents, BNWL-B-69(1971).
- 8) J.K. Soldat, Radiation for Iodine-129 in the Environment, Health Phys., 30, 61(1976).
- 9) U. Fano, L.V. Spencer and M.J. Berger, Handbuch der Physik, Vol. 38/2, pp.660-817(Edited by Flugge S.)(1959).
- 10) D.H. Slade, Meteorology and Atomic Energy, TID-24190 p.338, USAEC(1968).
- 11) M.J. Berger, Tabulation of the Gamma Ray

Flux from a Monoenergetic Source Distributed (1961).
Uniformly through an Unbounded Medium

**Calculation of Absorbed Dose for Immersion in Semi-Infinite
Radioactive Cloud... (1)**

Soo Yong Lee

Dept. of Physics, College of Science and Engineering, Hanyang University

= Abstract =

In general, dose rates for a monoenergetic gamma emitter uniformly distributed in an infinite cloud have been calculated by using the monoenergetic point-isotropic source kernel technique. The most serious limitation on use of the kernel technique is subjected to the fact that it estimates the dose only at the surface of body.

As a result, an alternative method is presented in which estimates of dose rate for immersion in a radioactive cloud are resulted from the scattered photon spectra incident on the surface of body. The results are in excellent agreement with other's.

Work is currently in progress to apply these results to immersion dose problems associated with absorbed dose distribution in the MIRD phantom.