

< 論 文 >

LiF 熱螢光線量計의 감마線에 대한 空洞檢出器로서의 感應

河 正 雨* · 陸 鍾 澈** · 田 載 植*

(1976年 2月 25日 接受)

概 要

空洞크기가 LiF 熱螢光線量計의 感應에 미치는 影響을 포리에틸렌 媒質內에 挿入한 球型 熱螢光線量計 空洞의 假想系에서 理論적으로 研究하였다.

크기가 다른 半徑을 가진 球型 空洞의 感應은 最近의 空洞理論을 適用하여 入射光子 에너지의 函數로서 計算하였다. 그 半徑은 1.578 mm 에서 6.528 mm 까지 취하였고 入射光子 에너지는 0.02 MeV 에서 0.3 MeV 까지의 범위를 택하였다.

結果로서 媒質內에 挿入한 空洞으로서의 LiF 熱螢光線量計의 感應은 入射光子의 에너지는 물론 線量計 自體크기의 函數라는 것을 發見하였다.

1. 序 論

放射線醫學 및 放射線防禦 線量測定(Medical and Radiation Protection Dosimetry)에서 어느 線量計의 測定值로부터 이 線量計의 構成物質과 相異한 物質로 構成된 周圍 媒質內의 吸收線量과 關聯된 어떤 量을 推論하는 것이 大端히 重要하다. 線量計 構成物質과 放射線과의 衝突機構에 대한 理解와 더불어 線量計感應(Dosemeter Response)과 線量計物質內에 吸收된 에너지와의 關係가 吸收線量の 正確한 測定에 核心的인 役割을 한다.

電離放射線에 照射된 어느 媒質內에 吸收線量を 測定하기 위하여는 그 媒質內에 放射線에 敏感한 檢出器를 裝置하여야 한다. 이 檢出器는 周圍媒質과 密度 및 構成物質의 原子番號가 相異한 것이 普通이다. 그 結果所謂 空洞(Cavity)이라고 稱하는 線量分布의 不連續을 招來하게 된다. 이러한 線量分布의 不連續은 檢出器와 媒質間의 直接電離放射線에 대한 質量阻止能과 質量에너지 吸收係數의 差異로 因한 것으로 媒質과 檢出器 境界面近處의 檢出器部分이 받은 에너지와 境界面에서 距離에 있는 部分이 받은 에너지와는 差異가 있을 것이다. 이러한 効果는 檢出器內에서 媒質쪽으로 나간 直接電離

放射線이 갖고 있는 에너지의 合과 反對로 媒質에서 生成되어 檢出器속으로 들어간 直接電離放射線의 에너지의 合과의 에너지 平衡에 左右된다. 檢出器의 感應과 密接한 關係를 갖고 있는 이 에너지 不平衡은 檢出器의 體積이 減少함에 따라 더욱 增加한다.

媒質內 에너지 不平衡은 初期에는 連續減速近似模型¹⁻²⁾ (Continuous Slowing Down Approximation Model)에 의하여, 그후 Spencer-Attix의 二群模型³⁾ (Two Group Model), 그리고 最近의 Burlin의 準擴散理論⁴⁾ (Quasi-Diffusion Theory)에 의한 修正空洞理論에 의하여 評價된 質量阻止能比로서 補正하였다. 이들 理論中 Burlin의 修正空洞理論은 空洞의 存在로 因한 電子 스펙트럼의 攝動(Perturbation)을 考慮하여 空洞크기의 制限을 除去시켰다. 이 修正空洞理論을 利用하여 空洞 크기에 따른 電子스펙트럼의 攝動效果가 線量計의 感應에 미치는 影響을 LiF 熱螢光線量計(空洞) - 포리에틸렌(媒質)系를 通하여 理論적으로 考察하였다.

2. 線量計感應計算의 理論的 背景

LiF 熱螢光線量計(TLD-700)를 어느 감마放射線場에 照射하였을 境遇 熱螢光線量計 空洞(TLD cavity)의 크기에 따른 熱螢光線量計內 吸收線量分布는 그림 1과 같은 特性을 갖고 있을 것이라고 쉽게 豫想할 수 있다. 空洞物質인 LiF 熱螢光線量計와 媒質인 포리에틸렌間의 電子阻止能 差異로 因하여 空洞物質內에서 光子에 의하여

* 韓國 原子力 研究所

** 漢陽大學校 工科大学 原子力工學科

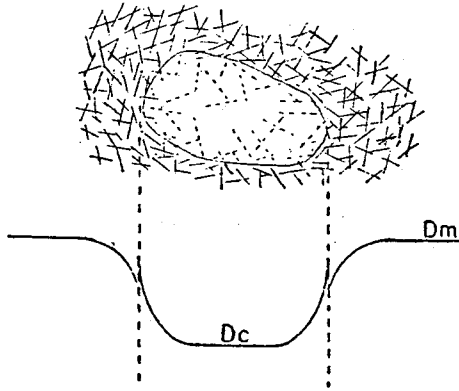


Fig. 1. Cavity with an infinite medium. The broken and full lines represent electron tracks from the cavity material and the medium respectively. (from Burlin's articles in Radiation Dosimetry, Vol. 1. F. H. Attix and W. C. Roesch, ed.)

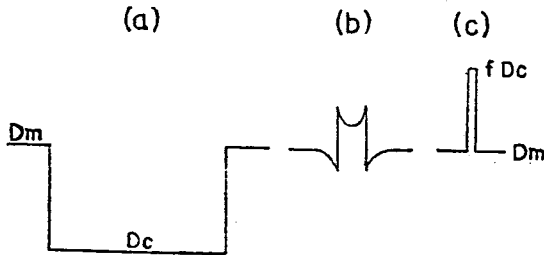


Fig. 2. Dose distribution in the region of cavities of different sizes relative to the electron ranges. (from Burlin's articles in Radiation Dosimetry, Vol. 1. (F. H. Attix and W. C. Roesch, ed) (a) Very Large (b) Intermediate (c) Very Small.

生成된 點線으로 表示된 電子 fluence 와 媒質內에서 光子에 의하여 生成된 電子 fluence 가 境界面 近傍에서 急激히 變하여 線量分布에 不連續을 나타나게 된다. 이 線量分布의 不連續이 空洞크기에 따라 變하는 模樣은 그림 2와 같다. 그림 2에서 (a)는 空洞의 線型크기가 電子의 飛程보다도 훨씬 큰 境遇로서 境界面 近處의 空洞物質內에 吸收된 에너지는 空洞物質 中心部分에 吸收된 에너지에 비해 無視할만한 量이 되기때문에 空洞內 平均吸收線量은 그 空洞內에 生成된 電子 fluence 에 의하여 決定된다. 그러므로 兩物質의 質量에너지 吸收係數만큼 補正하여주면 媒質內吸收線量을 얻을 수있다. (c)는 空洞의 線型크기가 電子의 飛程에 比하여 아주작을 境遇에 該當되는 것으로 空洞內電子 fluence 가 空洞이 없을 境遇의 媒質內에 存在하는 電子 fluence 와 事實上 同一하다. 따라서 空洞內 吸收線量은 空洞밖의 電子 fluence 에 의하여 決定되므로 兩物質의 電子에 대

한 質量阻止能比가 媒質과 空洞內 吸收線量間의 換算因子가 될것이다. (b)는 空洞의 線型크기가 電子의 飛程과 거의 비슷한 境遇로서 空洞內 平均吸收線量은 上記 (a)와 (c) 兩者사이에 存在하게 될것일은 쉽게 豫想할 수있다.

放射線醫學 및 保健物理學 分野에서 放射線 檢出器로서 現在 널리 使用하고 있는 LiF 熱螢光線量計의 線型크기가 組織等價物質에서 入射光子가 生成하는 電子의 飛程과 거의 비슷하다고 한다면 組織等價物質의 吸收線量을 LiF 熱螢光線量計를 利用하여 測定하고자 할 때 空洞內 吸收線量分布는 그림 2의 (b)와 같이 될 것이다. 이 境遇에 熱螢光線量計內의 吸收線量 및 線量計의 感應과 媒質內 吸收線量間의 關係는 大端히 複雜하고 또한 測定된 媒介變數로 부터 熱螢光線量計內 吸收線量의 評價도 線量計에 따라 相異하기 때문에 熱螢光線量計內 吸收線量으로부터 媒質內의 吸收線量을 推論하는 것은 空洞理論으로부터 計算되어야 한다.

空洞內에 吸收된 에너지와 媒質內에 吸收된 에너지와 의 關係는 Bragg-Gray 式으로 다음과 같이 주어진다.

$$D_m = \frac{1}{f} D_c \dots \dots \dots (1)$$

但 D_m : 媒質인 포리에틸렌內의 吸收線量

D_c : 空洞인 熱螢光線量計內의 吸收線量

f : 空洞物質과 媒質과의 質量阻止能比

質量阻止能比는 相當히 重要한 量으로서 Gray¹⁾, Laurence²⁾, Spencer-Attix³⁾ 그리고 Burch⁵⁾에 의하여 評價된바 있다.

그러나 이들 理論들은 空洞物質에 의한 直接電離放射線의 攝動을 考慮하지 않았고, 그 結果 空洞의 線型크기가 直接電離放射線의 飛程보다 훨씬 작은 境遇에 限하여만이 適用可能하였다. Nakajima⁶⁾는 이들 理論을 熱螢光線量計 空洞에 適用하여 보았으나 열형광선량계를 거의 單一結晶두께 程度로 製造하여야 함은 물론 實質的 使用上에 많은 制限을 갖고 있었다.

Burlin⁴⁾은 Spencer-Attix의 空洞理論에 電子 fluence에 대한 空洞의 攝動效果를 考慮하여 修正空洞理論式을 다음과 같이 導出하였다.

$$f_s = d \frac{1}{m_i S_c} + (1-d) \frac{(\mu_{en}/\rho)_c}{(\mu_{en}/\rho)_s} \dots \dots \dots (2)$$

但 f_s : 空洞의 攝動效果를 補正한 空洞物質과 媒質間의 質量阻止能比로서 媒質內 吸收線量(D_m)과 空洞內 吸收線量(D_c)과는 $D_m = \frac{1}{f_s} D_c$ 와 같은 關係式이 成立하게 된다.

$m_i S_c$: Spencer-Attix에 의하여 定義된바와 같이 媒質(Z)과 空洞(C)間의 質量阻止能比

$\frac{\mu_{en}}{\rho}$: 質量에너지 吸收係數

d: 電子가 空洞을 橫斷할 때 받는 減衰를 考慮한 平均減衰因子이고, 添字인 c와 z는 各各 空洞(熱螢光線量計)과 媒質(포리에틸렌)을 表示한다.

한편 Almond와 McCray⁷⁾는 空洞內의 二次電子生成을 考慮하여 Burlin의 修正空洞理論式을 再修正하여 다음과 같은 結果式을 얻었다.

$$f_z = d \frac{1}{m S_z} + (1-d) \frac{(Z/A)_c}{(Z/A)_z} \quad (3)$$

但 Z: 原子番號

A: 原子量이다.

이들 兩理論의 接近方式은 相互 다른 實驗條件下에서 評價되었다. Burlin의 理論이 낮은 原子番號 媒質에서 實驗結果와 잘 一致한다는 報告는 없으나 鉛과 같은 높은 原子番號의 媒質에서는 아주 잘 一致함을 보여주었다. 反面에 Almond와 McCray는 몇몇 낮은 原子番號의 媒質에서는 그들의 式이 實驗結果와 훌륭하게 一致하였음을 알았으나 높은 原子番號의 物質에 대한 報告는 없다.

Burlin 및 Almond-McCray의 修正空洞理論式이 Spencer-Attix의 理論式과 다른 主要한 點은 媒介變數 "d"를 導入시킨 것이다. 이것이 Bragg-Gray의 式에서 假定한 空洞크기의 制限을 除去시켰고, 따라서 가장 重要한 入力媒介變數로서 考察할 必要가 있다.

萬一 電子가 媒質을 透過할 때 그 스펙트럼이 全體의 으로 指數函數의 으로 減衰한다면 媒質內에 生成된 電子 스펙트럼은 平均減衰因子 "d"만큼 減衰될 것이며, 이 因子는 다음과 같이 表示된다.⁸⁾

$$d = \frac{\int_0^g \exp(-\beta x) dx}{\int_0^g dx} = \frac{1 - \exp(-\beta g)}{\beta g} \dots\dots (4)$$

但 β: 電子에 대한 空洞物質의 有效質量吸收係數(mg/cm²)

g: 電子가 空洞을 橫斷한 平均行程으로

重率因子 d는 媒質內에서 生成된 電子들의 質量阻止能과 空洞內에서 生成된 電子들의 質量阻止能의 相對的 寄與를 決定하는 媒介變數로서 質量阻止能比를 評價할 때 가장 核心的인 役割을 하는 因子이다. β와 g의 函數인 이 因子를 評價할 때 g는 다음 關係式⁹⁾으로부터 求할 수 있다.

$$g = \frac{4V}{S} \dots\dots\dots (5)$$

但 V: 空洞의 부피

S: 空洞의 表面積

그리고 有效質量吸收係數, β,는 Paliwal¹⁰⁾의 實驗式

$$\beta^{LiF}(\text{cm}^2/\text{g}) = 14.0/E_{max}^{1.09} \quad (6)$$

으로부터 求할 수 있다. 이들 關係式으로부터 얻은 값을 使用하여 重率因子 d와 質量阻止能比는 計算이 된다.

LiF 熱螢光線量計에 대한 吸收線量은 媒質의 質量에너지 吸收係數에 媒質과 空洞物質의 質量阻止能比를 乘한 $(\mu_{en}/\rho) \cdot f_z$ 에 比例하여 變하게 될 것이다. 萬一 媒質과 熱螢光線量計가 同一物質로 構成되어 있다고 하면 空洞內로 들어가는 電子와 밖으로 나가는 電子間에 에너지平衡이 正確히 이루어지게 되어 線量計感應은 空洞크기에 無關하게 될 것이다.

이러한 條件下에서 空洞內 吸收線量은 다음 式에 比例하여 變한다.

$$\left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_c \cdot f_c = \left(\frac{\mu_{en}}{\rho}\right)_z$$

따라서 媒質과 空洞이 完全히 一致하였을 境遇에 대한 媒質인 포리에틸렌으로 因하여 增加된 熱螢光線量計의 相對的 感應 R은 아래의 같이 주어지게 된다.

$$R = \frac{(\mu_{en}/\rho)_z}{(\mu_{en}/\rho)_c} \cdot f_z \quad (7)$$

이 關係式을 利用하여 媒質(포리에틸렌)-空洞(LiF 熱螢光線量計)系에서 空洞크기가 LiF 熱螢光線量計의 感應에 미치는 影響을 入射光子 에너지 0.02 MeV에서 3.0 MeV까지 걸쳐서 計算하였다.

3. 結果 및 檢討

포리에틸렌 媒質內 LiF 熱螢光線量計 空洞의 感應에 대한 理論的 計算은 (3)式을 利用하였고 空洞을 橫斷하는 電子의 平均行程에 該當하는 空洞의 크기는 球型半徑으로 나타내어 1.578 mm에서 6.53 mm까지 취하였다. 가장 작은 1.578 mm에 該當하는 實質的 空洞크기는 直徑 12.7 mm, 두께 0.13 mm의 크기를 가진 LiF 熱螢光線量計이고 가장 큰 空洞은 12.7 mm 直徑을 갖는 두께 0.4 mm의 LiF 熱螢光線量計를 23개 積친 空洞의 크기와 같다. 重率因子 d는 Paliwal 등의 實驗式인 (6)式으로부터 有效質量吸收係數, β,를 求하여 決定하였고 (6)式에서 電子의 最大에너지는 Johns¹⁰⁾의 資料에서 求하였다. 重率因子 d를 光子에너지에 대하여, 空洞크기에 따라 計算한 結果는 그림 3과 같으며 그것은 光子의 에너지는 물론 空洞크기의 函數임을 쉽게 알 수 있다. 어느 주어진 空洞크기에서 光子의 에너지가 增加하면 重率因子도 增加하는데, 그 增加하는 率은 空洞크기가 클때 보다 작을 경우에 훨씬 크다. 이것은 媒質에서 光子에 의하여 生成된 電子스펙트럼의 空洞에의

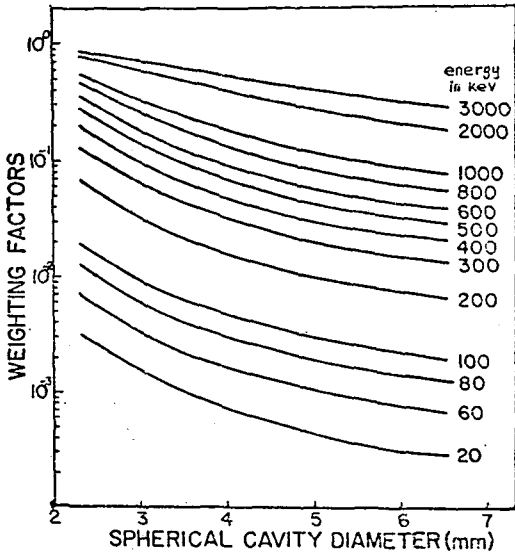


Fig. 3. Calculated weighting factor for a presumed system of LiF spherical cavity in polyethylene medium.

寄與分이 光子의 에너지가 增加할 수록 크고 또한 空洞 크기가 작을 수록 크다는 것을 意味한다. 換言하면 空洞存在에 의한 電子스펙트럼이 받는 擾動 크기는 空洞 크기가 增加할 수록 그리고 光子 에너지가 減少함에 따라 增加한다는 것이다. 그 結果 Spencer-Attix의 空洞理論을 LiF 熱螢光線量計에 適用하기 위하여는 높은 에너지의 감마放射線場과 空洞의 線型크기가 數미크론 程度이어야 한다는 結論에 到達한다. 그리고 LiF 熱螢光線量計의 線型크기가 0.13 mm 이고 光子에너지가 3 MeV 때 重率因子 d 는 0.9431로서 (2) 및 (3)式에서 質量阻止能比 f_s 는 主로 媒質과 空洞의 質量阻止能比에 의하여 決定됨을 알수 있다.

이 重率因子들로부터 (3)式을 利用하여 空洞 크기의 光子에너지에 따른 質量阻止能比를 求하였고, 여기에 媒質과 空洞의 相對的 質量에너지 吸收係數比¹¹⁻¹²를 곱하여 (7)式의 R 을 理論的으로 計算하였다. 그 結果는 그림 4와 같으며 光子에너지 1 MeV의 境遇에 대하여 規格化시킨 結果 그 相對的 感應은 光子에너지 및 空洞 크기의 依存性을 보여주고 있다. 한편 0.02 MeV에서 光電效果가 가장 優勢하나 이 過程에서 生成된 電子는 空洞크기가 대단히 작아도 熱螢光線量計 속까지 透過해 들어가지 못하기 때문에 相對的 感應은 大端히 적고 또한 空洞크기에 대한 依存이 크지않다. 入射光子의 에너지가 점차 增加하면 生成된 電子의 에너지와 그 飛程도 增加하여 空洞內 熱螢光線量計에 相當한 깊이까지 透

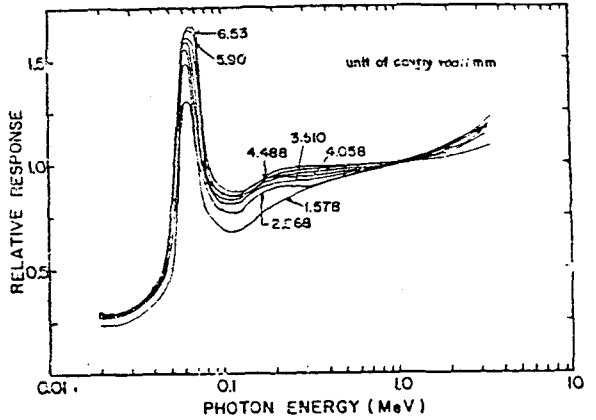


Fig. 4. Calculated response of spherical LiF TLD imbedded in polyethylene. The responses were numerically normalized to that for 1 MeV photons, and the radii of the presumed spherical cavity are indicated on the corresponding curves.

過하게 되어 線量計의 感應은 約 0.06 MeV에서 最大가되는 同時 空洞크기에 대한 依存性도 또한 第一 크다. 이때 가장 작은 空洞크기인 두께가 0.13mm 이고 直徑 12.7 mm (球型空洞의 半徑 1.58mm 에 該當)를 가진 熱螢光線量計의 感應과 最大空洞 크기인 두께가 9.2 mm 이고 直徑이 12.7mm (球型空洞의 半徑 6.53 mm 에 該當)인 熱螢光線量計의 感應과의 差는 1 MeV의 感應에 대하여 約 35%나 된다. 入射에너지가 더욱 增加하여 0.15 MeV 程度에 이르러 光電效果에 의하여 生成된 電子는 10% 程度로 減少되는 反面에 Compton 效果에 의하여 生成된 電子가 約 90%까지 增加하게 된다. 入射 에너지 0.15 MeV에서의 Compton 電子의 平均 에너지는 ~ 0.01 MeV 이다. 따라서 포리에틸렌 媒質內에서 生成된 電子들의 熱螢光線量計에의 에너지 寄與가 거의 없게되어 光子에너지 0.15 MeV 近處에서 線量計 感應이 最少로 減少하며 또한 空洞크기에 따라 相當한 差異를 나타나게 된다. 그런다음 光子 에너지가 점차 增加하면 Compton 電子들의 平均에너지도 增加하여 線量計에 대한 이들 電子들의 에너지 寄與도 또한 커지며 그 結果 感應의 增加를 가져온다. 그런데 0.2 MeV 近處에서 球型空洞半徑 約 2.9 mm 및 3.5 mm의 感應曲線이 多少 높아진 것은 質量에너지吸收係數 값의 選擇과 關聯되나 그 크기는 感應의 計算上的 誤差 보다는 훨씬 적다.

한편 本 理論的 計算結果는 線量計로서 熱螢光線量計에 限定되어 있으나 一般的으로 電離函 및 化學線量計에도 擴大應用할 수 있으며 또한 電子場內에서 어느 線

量計의 感應決定에도 利用 可能하다.

4. 結 論

어느 媒質內의 吸收線量을 測定하기 위하여 그媒質과 吸收 및 散亂特性이 相異한 物質로 構成된 線量計를 利用할때 線量計空洞의 存在로 因한 電子스펙트럼의 攝動은 主로 質量阻止能比 或은 質量吸收係數比와 같은 에너지 依存性에 限定하여 補正하여 주었다. 이들 比는 감마放射線의 에너지 變化에 크게 依存하지 않기 때문에 線量計感應을 一定하다고 假定하여 頻繁히 使用되어 왔다. 그러나 本 理論的 計算結果에 依하면 線量計感應은 에너지는 물론 空洞크기에 따라 크게 依存됨을 알았다. 特히 線量計 感應은 光電效果가 가장 優勢하고, Compton 電子들의 平均에너지가 가장 낮은 入射光子에너지에서 空洞크기에 대한 그 差가 最大가 된다. 따라서 Spencer-Attix 空洞理論의 假定에 合致된 空洞크기를 가진 線量計를 使用하지 않는限 吸收線量 測定에서 반드시 이에 대한 補正을 하여 주어야 한다. 常用되고 있는 熱螢光線量計는 물론 化學線量計等이 이에 屬하는 것들이다.

References

1. L. H. Gray, Proc. Roy. Soc. A156, 578(1936)
2. G. C. Laurence, Can. J. Res. A15, 67(1937)
3. L. V. Spencer and F. H. Attix, Radiat. Res. 3, 239 (1955)
4. T. E. Burlin, Brit. J. Radiol, 39, 727(1966)
5. P. R. J. Burch, Radiat. Res. 3, 351 (1955)
6. T. Nakajima. Int. J. Appl. and Isotopes 19, 789 (1968)
7. P. R. Almond and K. McCray, Phys. Med. Biol. 15, 335 (1970)
8. A. M. Weinberg and F. P. Wigner, Physical Theory of Neutron Chain Reactions, P. 715. The University of Chicago Press. (1958)

9. B. R. Paliwal and P. R. Almond, Phys. Med. Biol. 20, 547(1975)
10. H. E. Johns, J. E. Till and D. V. Cormack, Nucleonics 12, 40 (1954)
11. S. Storm and H. Israel, LA-3753
12. J. H. Hubbell, Tables in R. D. Evans' articles in Radiation Dosimetry, Vol. 1 (F. H. Attix and W. C. Roesch, ed.) Academic Press, New York (1968)

Abstract

Response of LiF Thermoluminescent Dosimeter to Gamma-Rays as a Cavity Detector

C. W. Ha*, C. C. Yook**, and J. S. Jun*

*Korea Atomic Energy Research Institute**
Seoul, Korea

and

*Department of Nuclear Engineering, Han Yang University** Seoul, Korea*

Influence of the cavity size on the response of LiF TLD was theoretically investigated for a presumed system of spherical TLD cavity imbedded in a medium of polyethylene.

Calculation of the response for different radii of the spherical cavity was carried out as a function of incident photon energy, applying recent cavity theory. The range of the radii covers 1.578 to 6.528 mm, while that of the incident photon energies extends from 0.02 to 3.0 MeV.

As a results, the response of the LiF TLD imbedded in a medium as a cavity was found to be functions of its own size as well as the incident photon energy.