

探测器置入介质后对辐射场的扰动

罗 正 明

(四川大学原子核科学技术研究所, 成都)

摘要 利用辐射输运方程证明, 探测器置入介质后对介质中辐射场扰动可严格地表述为, 存在于探测器所占据空间的一个等效辐射源对辐射场的影响。此结论提供了精确估计辐射场扰动修正系数的可能性。讨论了探测器为无限高狭缝以及小球形空腔探测器条件下辐射场扰动修正系数的计算方法。

关键词 辐射场扰动, 探测器, 等效辐射源

在介质中放入探测器后对辐射场的扰动, 在辐射测量中是一个重要问题。例如在现代肿瘤的放射治疗中, 由于剂量测量的精度要求很高, 这就成为重要因素之一。有些文献已经描述了它的定性或定量方面^[1-3]。本文试图应用辐射迁移理论对此予以严格表述。将它作为辐射输运理论的特例, 这种表述方法的好处在于结论的普遍性和严格性, 它超脱了具体的探测器和介质的细节, 提供了对不同的探测器的共同处理方法。研究表明, 置入介质的探测器对辐射场的影响, 相当于探测器上分布某种等效的辐射源对辐射场的影响。这和空腔电离室对电子能谱的扰动是相似的^[4,5]。对几种重要的探测器形状作了进一步计算。这些探测器包括无限高的矩形空腔和小球形空腔。最后讨论辐射输运方程的唯一性。

1. 辐射输运方程解的唯一性

研究一个由边界 $\partial\Omega$ 包围起来的区域 Ω 。同时在 Ω 内给出独立的辐射源(散射项可视为一种辐射源, 但不是独立源), 在 $\partial\Omega$ 上给定辐射的微分注量 $N_{\partial\Omega}$ 为 f 。从物理直观来说, f 显然是不能任给的。如果 f 给得合适, 若有解就必唯一。用辐射输运方程描述上述问题就是(见图1):

$$\Omega: \vec{u} \cdot \nabla N(\vec{r}, \lambda, \vec{u}) + \mu(\lambda)N(\vec{r}, \lambda, \vec{u}) = S(\vec{r}, \lambda, \vec{u}) + \int_{\lambda-2}^{\lambda} d\lambda' K_{\Omega}(\lambda', \lambda) \int_{4\pi} d\vec{u}' N(\vec{r}, \lambda', \vec{u}') \delta(1 - \vec{u} \cdot \vec{u}' - \lambda + \lambda') / 2\pi \quad (1)$$

$$\partial\Omega: N(\vec{r}, \lambda, \vec{u})_{\partial\Omega} = f(\vec{r}, \lambda, \vec{u}) \quad (2)$$

这里 $K_{\Omega}(\lambda', \lambda)$ 是康普顿微分散射截面, 即 Klein-Nishina 公式。 $N(\vec{r}, \lambda, \vec{u})$ 是辐射的分布函数, 即微入注量。按定义 $N(\vec{r}, \lambda, \vec{u}) d\vec{u} d\lambda$ 表示在 $\vec{r}$ 地方, 穿过垂直于 $\vec{u}$ 方向的单位面积, 方向在 $\vec{u} \rightarrow \vec{u} + d\vec{u}$, 波长在 $\lambda \rightarrow \lambda + d\lambda$ 的辐射量子数。 μ 是光子总吸收系数, 它是由光电效应, 康普顿散射和电子对效应的吸收系数组成。 s 是 Ω 中的辐射源。

设 N_1 、 N_2 都是方程(1)、(2)的解, 则 $\delta N = N_1 - N_2$ 满足

$$\Omega: \vec{u} \cdot \nabla \delta N + \mu(\lambda)\delta N = \int_{\lambda-2}^{\lambda} d\lambda' K_{\Omega}(\lambda', \lambda) \int_{4\pi} d\vec{u}' \delta N(\vec{r}, \lambda', \vec{u}') \delta(1 - \vec{u} \cdot \vec{u}' - \lambda + \lambda') / 2\pi \quad (3)$$

$$\partial\Omega: \delta N = 0 \quad (4)$$

这表明在区域 Ω 中既无独立辐射源, 在界面 $\partial\Omega$ 上又无外界进入的辐射, 又是无重生能谱的纯慢化, 即不存在临界状态, 所以 δN 只能为零。则有 $N_1(\vec{r}, \lambda, \vec{u}) = N_2(\vec{r}, \lambda, \vec{u})$ 。唯一性得到了说明。

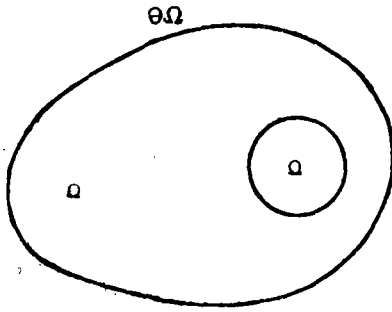


Fig 1. The geometrical illustration for a detector introduced into a medium

Ω is the domain occupied by the medium. Ω' is the detector. $\partial\Omega$ is the boundary of the medium.

2. 等效辐射源

为了叙述方便, 引入简化符号。用 $C_\Omega(N)$ 表示散射积分项, 即

$$C_\Omega(N) = \int_{\lambda-\lambda_2}^{\lambda} d\lambda' K_\Omega(\lambda', \lambda) \int_{4\pi} d\vec{u} N(\vec{r}, \lambda, \vec{u}') \delta(1 - \vec{u} \cdot \vec{u}' - \lambda + \lambda') / 2\pi \quad (5)$$

设 Ω' 是探测器在介质中所占区域, 其于是介质的区域 $\Omega - \Omega'$ 。在探测器未置入区域 Ω' 以前, 在 Ω' 中无辐射源。故无探测器时, 辐射输运方程为

$$\Omega - \Omega': \vec{u} \cdot \nabla N_0 + \mu_m(\lambda) N_0 = C_m(N_0) + S_m(\vec{r}, \lambda, \vec{u}) \quad (6)$$

$$\Omega': \vec{u} \cdot \nabla N_0 + \mu_m(\lambda) N_0 = C_m(N_0) \quad (7)$$

这里 $N_0(\vec{r}, \lambda, \vec{u})$ 是未扰动之辐射分布函数。当探测器引入介质后, 辐射分布函数变成 $N(\vec{r}, \lambda, \vec{u})$, $N(\vec{r}, \lambda, \vec{u})$ 满足

$$\Omega - \Omega': \vec{u} \cdot \nabla N + \mu_m(\lambda) N = C_m(N) + S_m(\vec{r}, \lambda, \vec{u}) \quad (8)$$

$$\Omega': \vec{u} \cdot \nabla N + \mu_d(\lambda) N = C_d(N) \quad (9)$$

足标 m 和 d 表示介质和探测器。令 $N_1 = N_0 - N$, 于是有

$$\Omega - \Omega': \vec{u} \cdot \nabla N_1(\vec{r}, \lambda, \vec{u}) + \mu_m N_1(\vec{r}, \lambda, \vec{u}) = C_m(N_1) \quad (10)$$

$$\Omega': \vec{u} \cdot \nabla N_1(\vec{r}, \lambda, \vec{u}) + \mu_d N_1(\vec{r}, \lambda, \vec{u}) = C_d(N_1) + C_d(N_0) - \vec{u} \cdot \nabla N_0 - \mu_d N_0 \quad (11)$$

$$\text{设} \quad S_d^*(\vec{r}, \lambda, \vec{u}) = C_d(N_0) - \vec{u} \cdot \nabla N_0 - \mu_d N_0 \quad (12)$$

公式(12)表明, 介质中置入探测器后, 相当于在 Ω' 上引入一个等效辐射源 $S_d^*(\vec{r}, \lambda, \vec{u})$ 。为了得到结果, 将方程中所涉及的相互作用截面带入。

$$\mu_m = \frac{N_A}{A_m} Z_m \rho_m \sigma_c + \frac{N_A}{A_m} \rho_m \sigma_{p,m} \quad (13)$$

$$\mu_d = (N_A/A_d) Z_d \rho_d \sigma_c + (N_A/A_d) \rho_d \sigma_{p,d} \quad (14)$$

$$K_m(\lambda', \lambda) = (N_A/A_m) Z_m \pi r_0^2 \left[\frac{\lambda'}{\lambda} + \frac{\lambda}{\lambda'} - 2(\lambda - \lambda') + (\lambda - \lambda')^2 \right] \quad (15)$$

$$K_d(\lambda', \lambda) = (N_A/A_d) Z_d \pi r_0^2 \left[\frac{\lambda'}{\lambda} + \frac{\lambda}{\lambda'} - 2(\lambda - \lambda') + (\lambda - \lambda')^2 \right] \quad (16)$$

这里 N_A 是 Avogadro 常数, A 是原子量, Z 是原子序数, ρ 是密度, σ_c 是康普顿散射总截面, σ_p 是光电效应总截面, r_0 是电子经典半径。这里, 忽略了电子对效应对辐射输运的影响。因为讨

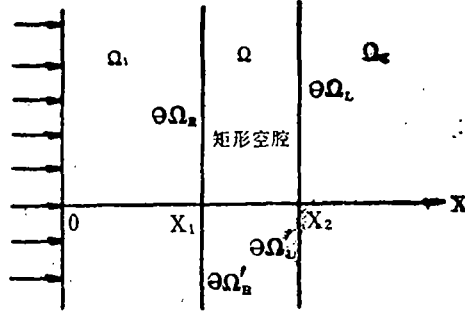


Fig 2. The geometrical illustration for a rectangular cavity with infinite height

论的能区,电子对效应并不很重要。在较高能区,当电子对效应变得重要时,在方程(13), (14)中加上相应的项,仍可得到相似的结论。

$$k_d = \frac{Z_d A_m}{A_d Z_m} \frac{\rho_d}{\rho_m} K_m \quad (17)$$

$$C_d(N_0) = \frac{Z_d A_m}{A_d Z_m} \frac{\rho_d}{\rho_m} C_m(N_0) \quad (18)$$

于是,则有

$$\Omega': S_d^*(\vec{r}, \lambda, \vec{u}) = \left(\frac{Z_d A_m \rho_d}{Z_m A_d \rho_m} - 1 \right) \vec{u} \cdot \nabla N_0 + \frac{N_\lambda}{A_d} \left(-\frac{Z_d}{Z_m} \sigma_{pm} - \sigma_{pd} \right) \rho_d N_0 \quad (19)$$

公式(19)是等效辐射源的显式。如果知道在 Ω' 上未扰动辐射分布函数 $N_0(\vec{r}, \lambda, \vec{u})$, 原则上在 Ω' 内任何点的等效辐射源强度也能知道, 进而求出它们所产生的扰动分布函数 $N_1(\vec{r}, \lambda, \vec{u})$ 。

3. 无限高矩形空腔的情况

无限宽束均匀的平行辐射束入射到半无限均匀介质, 此时将一无限高的矩形空腔引入介质, 形成宽度为 d 的裂缝。在此情况下辐射分布函数仅是 x , μ 和 λ 的三元函数。 x 是介质深度。 μ 是辐射方向与 x 轴夹角的余弦。其几何配置见图2。

由 $\rho_d = 0$, 则

$$S_d^* = -\vec{u} \cdot \nabla N_0 = -\mu \frac{\partial N_0}{\partial x} \quad (20)$$

于是

$$\Omega: \mu \frac{\partial N_1}{\partial x} + \mu_m N_1 = C_m(N_1) \quad (21)$$

$$\Omega': \mu \frac{\partial N_1}{\partial x} = -\mu \frac{\partial N_0}{\partial x} \quad (22)$$

由(22)式得

$$\Omega': \mu \frac{\partial (N_0 + N_1)}{\partial x} = \mu \frac{\partial N}{\partial x} = 0 \quad (23)$$

这样, 得到

$$N(x_1, \lambda, \mu) = N(x_2, \lambda, \mu) \quad (24)$$

即辐射分布函数在空腔两边是一样的。假定未扰动的辐射分布函数可以写成分区形式

$$\Omega_1: \vec{\mu} \cdot \frac{\partial N_0}{\partial x} + \mu_m N_0 = C_m(N_0) + S_m(\lambda_0, \mu) \delta(x) \quad (25)$$

$$\partial \Omega_R: N_0(x_1, \lambda, \mu) \quad (26)$$

$$\Omega_2: \mu N_0 / \partial x + \mu_m N_0 = C_m(N_0) \quad (27)$$

$$\partial \Omega_L: N_0(x_1, \lambda, \mu) \quad (28)$$

这里 $\partial \Omega_R$, $\partial \Omega_L$ 分别表示同一想象中的界面 $x = x_1$ 的右侧面和左侧面。它们分别属于 Ω_1 和 Ω_2 。

式(25)中源项表示在介质表面 $x = 0$ 上有外来辐射进入介质。当有狭缝时,

$$\Omega_1: \mu \partial N / \partial x + \mu_m N = C_m(N) + S_m(\lambda, \mu) \delta(x) \quad (29)$$

$$\partial \Omega_R: N(x_1, \lambda, \mu) \quad (30)$$

$$\Omega': \mu \partial N / \partial x = 0 \quad (31)$$

$$\partial \Omega'_L: N(x_1, \lambda, \mu) \quad (32)$$

$$\partial\Omega_L: \quad N(x_2, \lambda, \mu) \quad (33)$$

$$\Omega_s: \quad \partial N / \partial x + \mu_m N = C_m(N) \quad (34)$$

$$\partial\Omega_L: \quad N(x_2, \lambda, \mu) \quad (35)$$

$N_0(x, \lambda, \mu)$ 在 Ω_1 上及 $N_0(x + x_1 + x_2, \lambda, \mu)$ 在 Ω_2 上是上述情况的一个特解。从上节讨论, 知道这个特解就是它的唯一解。由于方程(24), 相当于把在 $x = x_1$ 的未扰动解平移至 $x = x_2$, 作为扰动后的辐射分布函数。其后果, 就是把在 Ω_2 上的未扰动解 $N_0(x, \lambda, \mu)$ 平移 $x_2 - x_1$ 、作为扰动后的辐射分布函数。因为由(29)和(30), 可以看到 $N_0(x, \lambda, \mu)$ 是它的一个解。由方程(31)、(32)和(33)即得方程(24)。而方程(34)、(35)与方程(27)、(28)完全相同, 只是要将座标向右移动长度为 $x_2 - x_1$ 。因此方程(34)、(35)的解是

$$N(x, \lambda, \mu) = N_0(x + x_1 - x_2, \lambda, \mu) \quad (36)$$

整个空间的解为

$$\Omega_1: \quad N(x, \lambda, \mu) = N_0(x, \lambda, \mu) \quad (37)$$

$$\Omega': \quad N(x, \lambda, \mu) = N_0(x_1, \lambda, \mu) \quad (38)$$

$$\Omega_2: \quad N(x, \lambda, \mu) = N_0(x + x_1 - x_2, \lambda, \mu) \quad (39)$$

这正是预期的结果。

由分布函数的解(37)、(38)和(39), 本文研究初级辐射和散射辐射的比释动能 (Kerma) 比值随深度的变化。由于

$$N(x, \lambda, \mu) = N_p(x, \lambda, \mu) + N_s(x, \lambda, \mu) \quad (40)$$

这里足标 p、s 分别表示初级辐射和散射辐射。于是相应的比释动能为

$$K_p(x) = \int_{\lambda_0}^{\infty} d\lambda \mu_E(\lambda) \int_{4\pi} d\vec{u} N_p(x, \lambda, \mu) \quad (41)$$

$$K_s(x) = \int_{\lambda_0}^{\infty} d\lambda \mu_E(\lambda) \int_{4\pi} d\vec{u} N_s(x, \lambda, \mu) \quad (42)$$

N_p 和 N_s 与未扰动的 $N_{0,p}$ 和 $N_{0,s}$ 满足与方程(37)、(38)、(39)一样的关系, 于是得到扰动的散射辐射的比释动能与初级辐射的比释动能之比 $R'(x)$ 满足下面关系:

$$\Omega_1: \quad R'(x) = R(x) \quad (43)$$

$$\Omega': \quad R'(x) = R(x_1) \quad (44)$$

$$\Omega_2: \quad R'(x) = R(x + x_1 - x_2) \quad (45)$$

这里 $R(x) = K_s^0 / K_p^0$, K_s^0 , K_p^0 是将未扰动分布函数 $N_{0,s}$, $N_{0,p}$ 带入方程(42)、(41)所取得的结果。此结果就是 Boutillon 所完成的实验结果^[3]。兹将其定性地描绘在图 4 中。

4. 小球形探测器的情况

就实际情况而论, 探测器往往具有某种对称性, 例如是球形探测器或圆柱形探测器。探测器对称性的存在使它对辐射场的角响应平均化。其结果使探测器的读数主要由辐射能谱来决定, 而与分布函数无直接关系。另一方面, 多次散射后的辐射, 其角分布本身接近各向同性。这两个因素使得应用测量点的辐射能谱代替辐射分布函数确定扰动的辐射场成为可能。显然计算辐射能谱比获得辐射分布函数简单得多。这种可能性无疑是十分有利的。经常的情况是, 探测器线度不大, 探测器的线度比源辐射的自由程短得多。这时在探测器范围内, 未扰动辐射分布函数变化不大。分布函数在空间的变化可以很好地用线性近似之, 即

$$N(\vec{r}, \lambda, \vec{u}) \approx N(\vec{r}_0, \lambda, \vec{u}) + (\vec{r} - \vec{r}_0) \nabla N(\vec{r}_0, \lambda, \vec{u}) \quad (46)$$

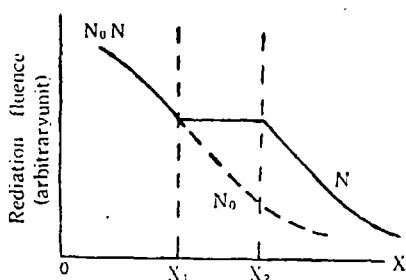


Fig 3. The influence of rectangular cavity with infinite height on radiation distribution function

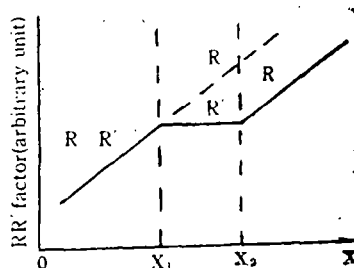


Fig 4. The influence of rectangular cavity with infinite height on the factor R

将线性近似应用于小球形探测器。研究一种简单而又常见的辐射场：均匀宽束辐射照射到半无限介质。在此情况下分布函数的梯度方向发生在X轴方向，即

$$N_0(x, \lambda, \mu) \approx N_0(x_0, \lambda, \mu) + (x - x_0) \frac{\partial N_0}{\partial x} \quad (47)$$

$N_0(x, \lambda, \mu)$ 是在球探测器区域的未扰动辐射分布函数。由于球对称，当探测器在 4π 方向上作一想象的转动时，探测器读数不变。这个转动的效果等价于球探测器的每一个体积元上的辐射分布函数沿球面取平均，其球面半径为探测器球心到体积元之距离(见图5)。于是取平均后的未扰动分布函数为

$$\langle N_0 \rangle = \int_{4\pi} N_0(x, \lambda, \mu) d\vec{u} / 4\pi \quad (48)$$

$$\approx \frac{1}{2} \int_{-1}^1 \left[N_0(x_0, \lambda, \mu) + r\mu \frac{\partial N_0}{\partial x} \right] d\mu = \phi_0(x_0, \lambda) / 4\pi \quad (49)$$

$\phi_0(x_0, \lambda)$ 是 x_0 处辐射能谱。可以看到球探测器的几何对称性导致了探测器角响应的各向同性化。这样等效辐射源为

$$S_d^*(x, \lambda, \mu) \approx \frac{N_A}{A_d} \left(-\frac{Z_d}{Z_m} \sigma_{pm} - \sigma_{pd} \right) \rho_d \phi_0(x_0, \lambda) / 4\pi \quad (50)$$

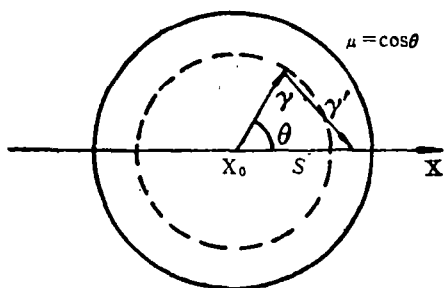


Fig 5. The illustration of the symmetry for the spherical detector. Due to the spherical symmetry of the detector, when it rotates, the counts of the detector will keep to be constant

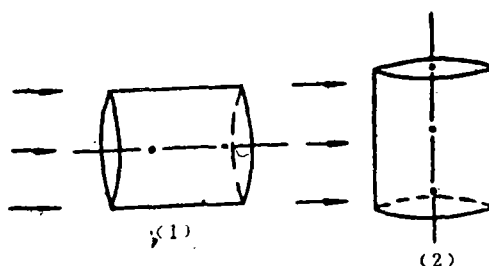


Fig 6. The dependence of the orientation of symmetrical axes to radiation direction on the angular response of the detectors.

S_d^* 的特点是均匀分布于球探测器区域的各向同性等效辐射源。这个源引起的附加辐射谱是

$$\delta N_0(r, \lambda) = \int_0^a \int_{4\pi} dv \frac{S_d^*}{4\pi r'^2} e^{-\mu r}, \quad (51)$$

$$\approx \int_0^a \int_{4\pi} dv \frac{S_d^*}{4\pi r'^2} (1 - \vec{\mu} \cdot \vec{r}') dv = I_1 + I_2 \quad (52)$$

$$I_1 = \int_0^a \int_{4\pi} \frac{S_d^*}{4\pi} \frac{\sin\theta S^2 dS d\theta d\varphi}{(r^2 + S^2 - 2rS\cos\theta)} = S_d^* \left[\frac{(a^2 - r^2)}{4r} \ln\left(\frac{a+r}{a-r}\right) + \frac{a}{2} \right] \quad (53)$$

$$I_2 = - \int_0^a \int_{4\pi} \mu \frac{S_d^*}{4\pi} \frac{\sin\theta S^2 dS d\theta d\varphi}{(r^2 + S^2 - 2rS\cos\theta)^{1/2}} = - \frac{\bar{\mu}}{2} S_d^* [a^2 - r^2]^{1/2} \quad (54)$$

这里 μ 是空腔介质的吸收系数。球探测器的平均附加辐射能谱为

$$\langle \delta N_0 \rangle = \int_0^a (I_1 + I_2) 4\pi r^2 dr / (4\pi a^3/3) = S_d^* \left(\frac{3}{4} - \frac{\bar{\mu}a}{5} \right) a \quad (55)$$

考虑到辐射在边界上的反散射, 得到辐射场的平均扰动能谱为

$$\langle \delta N_0 \rangle = \frac{N_A}{A_d} \left(\frac{Z_d}{Z_m} \sigma_{pm} - \sigma_{pd} \right) \rho_d \Phi_0(x_0, \lambda) \left(\frac{3}{4} - \frac{\bar{\mu}a}{5} \right) \frac{a}{1-f} \quad (56)$$

f 为 γ 光子反散射系数。于是扰动能谱在空腔中所释放能量为

$$\langle \delta E \rangle = \int_{\lambda_0}^{\infty} \mu_E(\lambda) \langle \delta N_0 \rangle d\lambda \quad (57)$$

$$= \frac{N_A}{A_d} \left(\frac{Z_d}{Z_m} \sigma_{pm} - \sigma_{pd} \right) \rho_d a \int_{\lambda_0}^{\infty} \mu_E(\lambda) \left(\frac{3}{4} - \frac{\bar{\mu}a}{5} \right) \frac{\Phi_0(x_0, \lambda)}{1-f(\lambda)} d\lambda \quad (58)$$

这里 $\mu_E(\lambda)$ 是光子的能量吸收系数。这样就得到因球形探测器引入固体后所引起的辐射释放能量变化的修正系数 k_p 。按定义

$$k_p = 1 + \frac{\langle \delta E \rangle}{\langle E \rangle}, \quad \langle E \rangle = \int_{\lambda_0}^{\infty} \mu_E(\lambda) \Phi_0(x_0, \lambda) d\lambda \quad (59)$$

如果用某种平均的 $\langle \mu \rangle$, $\langle f \rangle$ 代入(58), 则

$$k_p \approx 1 + \frac{N_A}{A_d} \left(\frac{Z_d}{Z_m} \sigma_{pm} - \sigma_{pd} \right) \rho_d \left(\frac{3}{4} - \frac{\langle \mu \rangle a}{5} \right) \frac{a}{1-\langle f \rangle} \quad (60)$$

5. 讨论

根据上面的结果对三个问题作一些初步的分析。

(1) 探测器的引入不改变辐射场的条件 如果探测器的引入正好使等效辐射源为零, 则探测器的引入就不会对原来的辐射场产生扰动。由式(20)可见, 使等效辐射源为零的条件是

$$Z_d A_m \rho_d / Z_m A_d \rho_m = 1 \quad (61)$$

$$(Z_d / Z_m) \sigma_{pm} - \sigma_{pd} = 0 \quad (62)$$

在不含氢的轻介质中, $Z_d A_m / Z_m A_d \approx 1$ 。当 $\rho_d \sim \rho_m$ 时(61)式近似成立。公式(62)表示探测器的有效原子序数应与介质的有效原子序数相同。如果辐射能量较高, 光电效应不起主要作用, 即使(62)式不能很好满足, 只要密度相同, 探测器引起的能谱扰动都可以忽略。所以, 用密度与介质相同的固体探测器比较有利。而充气空腔的引入对辐射场的扰动比较大, 故在实际的探测器中仅是探测器的空腔部份对辐射场的扰动比较大。

(2) 对称性的影响 对于柱形或指形空腔探测器来说, 探测器对称轴放置方式对测量结果可能有影响。按照上节的分析, 探测器的读数实际上已对探测器上辐射分布函数沿对称轴取平均。这意味着探测器对称轴的放置方式不同对读数影响也可能不同。图5中第一种情况下对称性引起

的角分布各向同性化不如第二种情况。因为在第一种情况下探测器的对称轴方向与辐射角分布对称轴方向一致,其后果等价于没有对辐射角分布进行各向同性化。而第二种情况下辐射角分布各向同性化则明显。换句话说,在第二种情况下,用辐射能谱来近似确定等效辐射源是一个良好的近似。而在第一种情况下,只有知道辐射分布函数才有可能求得等效辐射源。

(3) 对于矩形电离室 已经看到无限高的狭缝对光子场扰动,相当于使辐射场沿平板电离室表面的法线平移一个狭缝距离。在有限高度的矩形狭缝的情况下存在一个边缘效应是相似的,不过这里是对光子源而言的。如果矩形电离室很扁平,可以预期边缘等效辐射源对中心部份辐射场的扰动可以忽略,此时可以认为是无限高的狭缝。

参 考 文 献

- [1] A. Allisy, *Metrologia*, 3, 41(1967).
- [2] M. Boutillon, *Phys. Med. Biol.*, 28, 375(1983).
- [3] M. Boutillon and M. T. Niatel, *Metrologia*, 9, 139(1973).
- [4] 罗正明, *物理学报*, 29, 205(1980).
- [5] Luo Zhengming, *Radiation Research*, 84, 1(1980).

(稿件收到日期: 1989年5月8日)

DISTURBANCE OF RADIATION FIELD DUE TO THE INTRODUCTION OF DETECTORS INTO A MEDIUM

Luo Zhengming

(the center of Radiation Physics, Institute of Nuclear Science and Technology, Sichuan University, Chengdu, P.R. China)

ABSTRACT Using the transport equation of radiation, the disturbance of radiation field due to the introduction of a detector into a medium can be precisely expressed as the influence of an equivalent radiation source in the region, where the detector exists, on the radiation field. This result makes it possible to precisely estimate the correct coefficient of the disturbed radiation field. On this basis, the disturbance of the radiation fields in the cases of an infinitely high rectangular cavity and a small spherical detector is evaluated.

KEYWORDS Disturbance of radiation field, Detector, Equivalent radiation source