

关于室内 ^{220}Rn 及其子体浓度的讨论^{*}

屈争真^{**} 郭秋菊

(北京大学物理学院技术物理系, 100871)

孙全富

(中国疾病预防控制中心辐射防护与核安全医学所, 北京, 100088)

摘 要 本文运用一维扩散模型分析了室内 ^{220}Rn 及其子体浓度的分布规律, 讨论了室内 ^{220}Rn 与其子体的平衡因子 F 的性质和变化规律。为评价 ^{220}Rn 子体的剂量贡献, 介绍了通过选取适当的 F 值, 由累计测量得到的 ^{220}Rn 浓度估算出子体平衡当量浓度的方法。

关键词 ^{220}Rn 及其子体 室内空气 活度浓度分布 平衡当量浓度 平衡因子

1 引言

近年来, 诸多环境放射性调查结果表明, 在部分地区或某些特定环境下, ^{220}Rn 及其子体的辐射照射对人体所致剂量不能忽略。开展室内空气中 ^{220}Rn 及其子体行为的研究对于评价 ^{220}Rn 及其子体所致公众剂量有重要的实际意义。

与对 ^{222}Rn 及其子体所致辐射剂量的调查测量和评价相比, ^{220}Rn 及其子体的情形更为复杂。首先, 鉴于 ^{220}Rn 及其子体半衰期的原因, 其室内分布模式与 ^{222}Rn 及其子体的分布模式完全不同, ^{220}Rn 与其子体之间的平衡关系随空间位置的变化而变化, 因而像评价氡子体那样, 用一个平衡因子来简单描述整个室内的 ^{220}Rn 与其子体之间的关系是不可行的^[1]。另外, 比较 ^{220}Rn 与其子体的有效剂量转换系数, 可以得到子体平衡当量浓度的有效剂量转换系数约为 ^{220}Rn 的 300 倍^[2], 可见子体的剂量贡献更加重要; 同时还应注意到在特定环境中, ^{220}Rn 浓度能达到其子体浓度的数百倍, 所以一般认为

进行剂量评价时, 同时对 ^{220}Rn 及其子体分别进行测量和评价是必要的。

对于以评价剂量为目的的测量调查, 显然累积测量更具有代表性。本研究以评价剂量为目的, 在建立简单的一维扩散模型讨论室内 ^{220}Rn 及其子体浓度分布规律的基础上, 探讨平衡因子 F 的性质和变化规律, 试图通过选取适当的 F 值, 建立由累积测量得到的 ^{220}Rn 浓度估算子体平衡当量浓度的方法, 达到评价 ^{220}Rn 子体剂量贡献的目的。

2 理论模型

2.1 室内 ^{220}Rn 及其子体的行为

由于 ^{220}Rn 的半衰期只有 55.6 s, 一般情形下从室内地面下的土壤扩散进入到室内的量极小, 因此室内 ^{220}Rn 的来源仅限于墙壁、地面等建材的表面。这里假设墙壁是室内 ^{220}Rn 的唯一来源, 析出后向室内扩散。与 ^{222}Rn 相比, ^{220}Rn 的半衰期短得多, 故其浓度的高低更容易受建材, 特别是建材表面性质的影响; 另外,

* 国家自然科学基金资助项目, 项目批准号: 10475006。

** 第一作者简介: 屈争真, 男, 1979 年 12 月出生, 2002 年 7 月毕业于北京大学物理学院技术物理系, 现为该校在读硕士生。

^{220}Rn 的衰变常数为 44.9 h^{-1} ,较一般状况下的室内外空气交换率($\leq 1\text{ h}^{-1}$)大得多,因此可以认为室内外空气交换率对 ^{220}Rn 浓度的影响不大^[3]。

^{220}Rn 子体分为自由态和结合态。自由态子体在空气中以较高的扩散系数(约为 $6 \times 10^{-6}\text{ m}^2/\text{s}$)迁移,在迁移过程中被吸附到空气中的气溶胶上,形成结合态。结合态子体在空气中不易迁移,其扩散系数很小,约为 $4.5 \times 10^{-10}\text{ m}^2/\text{s}$ ^[4]。自由态和结合态子体在触及室壁时被吸附而从空气中消失,这一过程被称为附壁作用。结合态子体在空气中运动速率较小,附壁速率远远小于自由态子体。

室内空气中 ^{220}Rn 子体的浓度首先取决于墙壁表面 ^{220}Rn 析出率的高低,其次还与室内气溶胶浓度密切相关。室内气溶胶浓度越高,室内子体浓度也会升高。另外,与 ^{220}Rn 不同,子体 ^{212}Pb (ThB)的衰变常数(约 0.065 h^{-1})小于通常室内外空气交换率,故室内 ^{220}Rn 子体浓度易受换气率的影响。另外当室内空气流动速率增

加时,层流边界层的厚度变薄^[4],使附壁速率上升。因此,在对流较好的房间里空气中 ^{220}Rn 子体浓度较低。

由于 ^{220}Rn 子体半衰期较长,其在室内的分布与 ^{220}Rn 不同,子体浓度与距发生源的距离无关,即 ^{220}Rn 子体在室内大致呈均匀分布^[5]。

2.2 衰变链和扩散方程

^{220}Rn 的第一代子体 ThA(^{216}Po)半衰期仅为 0.15 s ,其衰变常数 λ_A 远大于结合速率常数 λ_a ,还来不及与气溶胶结合就衰变掉了,可以认为其全部为自由态。ThA衰变生成自由态的 ^{212}Pb (ThB)。因为 ThB 的半衰期较长(10.64 h),可以与气溶胶充分结合,使得其自由态远远少于结合态。至衰变到 ^{212}Bi (ThC)时,可以认为全部都是结合态了(因此可以忽略自由态 ThB衰变到自由态 ThC 这个过程)。ThC(^{212}Po)的半衰期极短(约为 $3 \times 10^{-7}\text{ s}$),故其浓度可由 ThC 的浓度用分支比(64%)确定。 ^{220}Rn 衰变链如图 1^[1]所示:

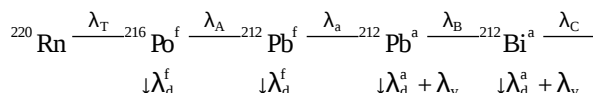


图 1 ^{220}Rn 衰变链

Fig. 1 Thoron decay chain

图 1 中, λ_T 、 λ_A 、 λ_B 、 λ_C 分别为 ^{220}Rn 、 ^{216}Po 、 ^{212}Pb 和 ^{212}Bi 的衰变常数; λ_a 是自由态子体的结合速率常数; λ_v 为室内外空气交换率; λ_d 为附壁速率常数;子体核素和 λ_d 右上角标 f、a 分别代表自由态和结合态。

要想宏观描述室内 ^{220}Rn 及其子体的扩散过程,需要引入一个有效扩散系数 D ,其为它们的分子扩散系数 D_M 和湍流扩散系数 D_T 之和。现在可以建立一维扩散方程来求解室内 ^{220}Rn 及其子体的活度浓度分布。

以墙面为坐标原点, z 轴垂直于墙面, z 代表距墙面的距离。一维扩散方程^[6,7]为:

$$\frac{dC_T(z,t)}{dt} = D \frac{d^2 C_T(z,t)}{dz^2} - \lambda_T C_T(z,t) \quad (1)$$

$C_T(z,t)$ 为 ^{220}Rn 的活度浓度, t 为时间。考虑稳态时,有:

$$D \frac{d^2 C_T(z)}{dz^2} - \lambda_T C_T(z) = 0 \quad (2)$$

在以下边界条件下求解: $z = \infty$ 时, $C_T(z)$

$$= 0; z = 0 \text{ 时}, \frac{dC_T(z)}{dz} = -\frac{E_T}{D}, \text{解得}$$

$$C_T(z) = \frac{E_T}{\sqrt{\lambda_T D}} e^{-\beta z} \quad (3)$$

式中, $\beta = \sqrt{\lambda_T/D}$; E_T 为墙面 ^{220}Rn 析出率, $\text{Bq} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ 。式(1)中未加入与室外交换项是因为 ^{220}Rn 的半衰期太短,来不及与外界交换;也就是说 λ_T 远远大于 λ_v ,考虑交换项对 ^{220}Rn 浓度影响很小。

由于 ^{216}Po 的半衰期远远小于 ^{220}Rn 的半衰期,二者处于永久平衡,故有

$$C_A(z) = C_T(z) \quad (4)$$

式中, $C_A(z)$ 为 ^{216}Po (ThA)的活度浓度。

^{216}Po (ThA) 全为自由态, 它衰变成自由态的 ^{212}Pb (ThB)。同理, 当其处于稳态时, 有:

$$D \frac{d^2 C_B^f(z)}{dz^2} - (\lambda_B + \lambda_a + \lambda_d^f) C_B^f(z) + \lambda_B C_A(z) = 0 \quad (5)$$

边界条件为: $C_B^f(\infty) = 0$; 又因为自由态子体容易吸附到墙表面, 即 $C_B^f(0) = 0$ 。于是由式 (5) 解得自由态 ThB 的活度浓度 $C_B^f(z)$ 为

$$C_B^f(z) = \frac{\lambda_B E_T / \sqrt{\lambda_T D}}{\lambda_T - \lambda_B - \lambda_a - \lambda_d^f} (e^{-\beta_B z} - e^{-\beta_e}) \quad (6)$$

式中, $\beta_B = \sqrt{(\lambda_B + \lambda_a + \lambda_d^f)/D}$ 。式 (5) 中未考虑与室外交换, 是因为 $\lambda_a \gg \lambda_v$, 来不及与外界交换, 就已经和气溶胶结合了; 同时, 室外基本不存在自由态的 ThB。

紧接着要推导结合态 ThB 的活度浓度 $C_B^a(z)$, 在稳态时, 有:

$$D \frac{d^2 C_B^a(z)}{dz^2} - (\lambda_B + \lambda_v + \lambda_d^a) C_B^a(z) + \lambda_a C_B^f(z) + \lambda_v C_{B,0}^a = 0 \quad (7)$$

式中, $C_{B,0}^a$ 为室外结合态 ThB 的活度浓度。

上文已经提及, 由于 ThB 的半衰期较长, 室内结合态 ThB 应该是均匀分布的。因此首先要对 $C_B^f(z)$ 求平均。只考虑一面墙, 墙面积为 S , 房间体积为 V , 则房间宽度 $L = \frac{V}{S}$ 。则

$$\overline{C_B^f(z)} = \frac{1}{L} \int_0^L C_B^f(z) dz = \frac{1}{L} \int_0^\infty C_B^f(z) dz = \frac{\lambda_B E_T}{\lambda_T [\lambda_B + \lambda_a + \lambda_d^f + \sqrt{\lambda_T (\lambda_B + \lambda_a + \lambda_d^f)}]} \cdot \frac{S}{V} \quad (8)$$

式 (8) 中积分上限由 L 变为 ∞ , 是因为 L 到 ∞ 的积分趋于零。另外, 如果考虑多面墙时, 式 (8) 仍然成立, 此时 S 为源 (墙、地板) 的总面积。

因为室内结合态 ThB 活度浓度不随位置而改变, 故可将 $C_B^a(z)$ 视为常数, 式 (7) 变为

$$(\lambda_B + \lambda_v + \lambda_d^a) C_B^a(z) = \lambda_a \overline{C_B^f(z)} + \lambda_v C_{B,0}^a$$

于是

$$C_B^a = \frac{1}{\lambda_B + \lambda_v + \lambda_d^a} \left(\frac{\lambda_a \lambda_B E_T}{\lambda_T [\lambda_B + \lambda_a + \lambda_d^f + \sqrt{\lambda_T (\lambda_B + \lambda_a + \lambda_d^f)}]} \cdot \frac{S}{V} + \lambda_v C_{B,0}^a \right) \quad (9)$$

对于 ThC (^{212}Bi), 自由态相比结合态可以忽略不计, 在稳态时, 有:

$$D \frac{d^2 C_C^a(z)}{dz^2} - (\lambda_C + \lambda_v + \lambda_d^a) C_C^a(z) + \lambda_C C_B^a(z) + \lambda_v C_{C,0}^a = 0 \quad (10)$$

式中, $C_{C,0}^a$ 和 $C_C^a(z)$ 分别为室外和室内结合态 ThC 的活度浓度。同理, $C_C^a(z)$ 为均匀分布, 则

$$C_C^a = \frac{1}{\lambda_C + \lambda_v + \lambda_d^a} (\lambda_C C_B^a + \lambda_v C_{C,0}^a) \quad (11)$$

对于结合态 ThC (^{212}Po), 因为其与 ThC 处于永久平衡, 故有:

$$C_C^a = 0.64 C_C^a \quad (12)$$

2.3 参数的确定及计算结果

从上面的各式可知, 室内 ^{220}Rn 及其子体分布与 D 、 λ_v 、 λ_a 、 λ_d^f 和 λ_d^a 等参数有关。这些参数随居室条件的改变而改变, 它们的取值范围^[1,4]: $D = (0.001 \sim 0.007) \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, $\lambda_v = (0 \sim 1.25) \text{ h}^{-1}$, $\lambda_a = (0 \sim 1000) \text{ h}^{-1}$, $\lambda_d^f = (0 \sim 200) \text{ h}^{-1}$, $\lambda_d^a = 0.015 \lambda_d^f$ 。上面列出的 D 的范围只是部分居室的测量结果。事实上, 经常需要讨论有效扩散系数较小时的情形; 另外, 自由态的附壁速率往往超过结合态的 100 倍, 上面列出的只是一些大致的取值范围。为了方便分析问题, 我们先考虑一般情况, 然后再分为几种典型条件进行讨论。

综上, 我们在一般情形下取如下参数^[1,6]: $D = 1 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, $\lambda_v = 0.5 \text{ h}^{-1}$, $\lambda_a = 50 \text{ h}^{-1}$, $\lambda_d^f = 15 \text{ h}^{-1}$, $\lambda_d^a = 0.2 \text{ h}^{-1}$ 。还有三个重要的参数, E_T 、 S 、 V , 其中 E_T 和建材有关, S 和 V 则和房间布局有关。先假设研究对象为一土墙小屋 (尺寸 $3\text{m} \times 4\text{m} \times 5\text{m}$), 取 $E_T = 3 \text{ Bqm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (土墙表面析出率的实测值^[8]约为 $2 \sim 4 \text{ Bqm}^{-2} \text{ s}^{-1}$); S 为源墙面积, 可能要考虑地板的贡献和扣除门窗面积, 不过我们关心的是 S 和 V 的比值, 不妨取 $S/V = 1.2 \text{ m}^{-1}$ 。室外的结合态 ThB 和 ThC 的活度浓度按文献[6]分别取为 $C_{B,0}^a = 0.4 \text{ Bqm}^{-3}$, $C_{C,0}^a = 0.27 \text{ Bqm}^{-3}$ 。

将上述参数值分别代入式 (9)、(11), 得, $C_B^a = 10.58 \text{ Bqm}^{-3}$, $C_C^a = 5.34 \text{ Bqm}^{-3}$ 。

根据平衡当量浓度 (EEC_{Th}) 的定义有:

$$EEC_{Tn}(z) = \frac{\sum \frac{C_i(z)}{\lambda_i} \varepsilon_{pi}}{\sum \frac{\varepsilon_{pi}}{\lambda_i}} \quad (13)$$

式中, ε_{pi} 代表第 i 代²²⁰Rn 子体每个原子的 α 潜能, λ_i 表示第 i 代子体的衰变常数, $C_i(z)$ 表示距墙面 z 处的第 i 代子体的活度浓度。由于 ThA 和 ThC 半衰期太短, 其剂量贡献很小, 往往略去。代入各项参数 (参见文献^[2]), 式 (13) 可以化简为:

$$EEC_{Tn} = 2.12 \times 10^{-6} [7.815 \times (C_B/\lambda_B + C_C/\lambda_C)] \quad (14)$$

注意式 (14) 中, $C_B = C_B^a + C_B^f$, 一般自由态子体浓度远远小于结合态子体, 可略去; 如果要考虑, 因为 C_B^f 与距墙距离有关, 用式 (6) 计算出离墙 20cm 处 $C_B^f(z)$ 即可。

进而由式 (14) 算得距墙 20 cm 处, $EEC_{Tn} = 10.32 \text{ Bqm}^{-3}$ 。

文献[9]中给出了一个平衡当量浓度的简单表达式。采取类似的处理方法, 忽略室外子体和室内自由态子体浓度 (即 $C_{B,o}^a = 0$, $C_{C,o}^a = 0$, $C_B^f(z) = 0$), 代入一般情形下的参数, 根据式

(11), 能得到关系式 $C_B^a : C_C^a \approx 2:1$ 。再结合式 (9) 和 (14), 可以得到以下表达式:

$$EEC_{Tn} = 2.75 \times E_T \cdot S \cdot V^{-1} \quad (14')$$

这是一个简单的表达式, 引用的参数均为通常情况下的参考值, 可以用来粗略的计算通常情况下²²⁰Rn 子体的平衡当量浓度。

以上只是特定条件下求出的值。事实上, 所有相关的参数都有较大的变化范围。为了便于与实测数据进行比较, 应该分成几种典型情况进行分析。通常我们用通风情况来描述室内条件, 一般来说, 通风越好, 室内外空气交换率 λ_v 就越大; 同时室内空气运动也越剧烈, 有效扩散系数 D 也越大; 前文已经提及, 随着室内空气流动速率的增加, 利于子体向墙壁沉积, 使得附壁速率 λ_d 提升。也就是说, 随着通风条件变好, λ_v 、 D 、 λ_d 均会增加。对于结合速率 λ_a , 情况相对复杂, 它与室内含尘量的关系更为直接。比如一个有尘源的房间即便通风情况较差, 它的 λ_a 也会比无尘源通风良好的房间更大。

有了上面的考虑, 我们将室内条件分为三种通风状况: 通风较差, 通风较好, 通风好。与这三种情况对应的参数^[4,6,7]的取值列于表 1:

表 1 室内不同通风状况下 D 、 λ_v 、 λ_d^f 、 λ_d^a 的参考值

Tab. 1 Reference values of D , λ_v , λ_d^f and λ_d^a under different conditions of indoor ventilation

通风状况	$D(10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1})$	$\lambda_v(\text{h}^{-1})$	$\lambda_d^f(\text{h}^{-1})$	$\lambda_d^a(\text{h}^{-1})$
较差	3	0.25	5	0.075
较好	10	0.5	15	0.2
好	50	1	50	0.75

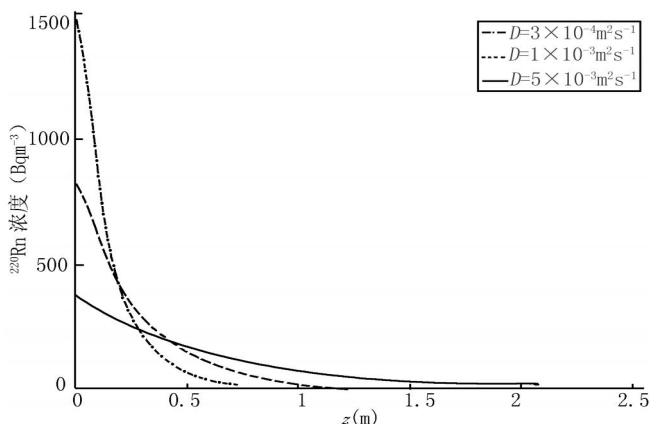


图 2 室内²²⁰Rn 的一维分布

Fig. 2 One-dimensional distribution of indoor thoron

取以下参数: $E_T = 3 \text{ Bqm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $S/V = 1.2 \text{ m}^{-1}$, $C_{B,0}^a = 0.4 \text{ Bqm}^{-3}$, $C_{C,0}^a = 0.27 \text{ Bqm}^{-3}$ 。再根据表 1 可以计算出室内 ^{220}Rn 及其子体在

不同通风状况下的浓度分布,经果示于图 2、图 3。图 3 中(a)、(b),分别代表含尘量低、高的两种情形。

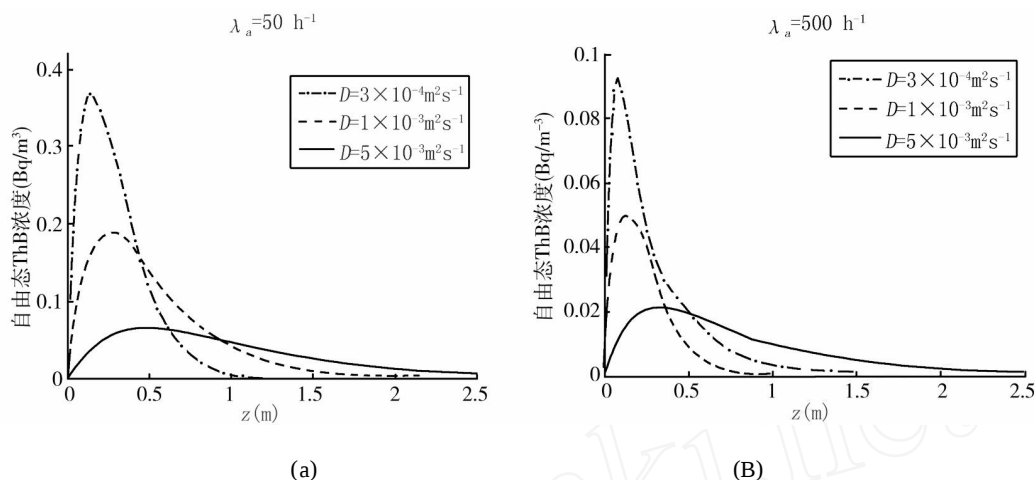


图 3 室内自由态 ThB 的一维分布规律

Fig. 3 One-dimensional distribution of unattached indoor ^{212}Pb

由上可知,各个参数对室内及其子体浓度分布的影响如下:

^{220}Rn 浓度随距墙壁距离的增加呈指数减小,但是随着扩散系数 D 的增加, ^{220}Rn 浓度随距墙壁距离的变化将会减缓,而室内 ^{220}Rn 浓度将会出现增高趋势(见图 2)。

由式(6)可知,自由态 ThB 的分布随室内通风状况的变化跟 ^{220}Rn 的分布随 D 的变化具有相似的变化趋势,即 D 越大,变化越平缓。另外,随着 λ_a 增大, C_B^f 明显减小,也就是说随室内气溶胶浓度的增加,自由态 ThB 的浓度会明显下降(如图 3 所示)。同样, λ_d^f 增大, C_B^f 也会减小,不过影响不如 λ_a 那么明显,因为一般情况下 λ_d^f 比 λ_a 小得多。

由式(9)和式(11)可知,结合态 ThB 和

结合态 ThC 的浓度随 λ_v 和 λ_d^a 的增加而减小。这说明,室内通风越好,子体浓度越低;同样,附壁速率越高,越多的子体沉积到墙壁上,同样使得子体浓度降低。而 λ_a 增加,加速自由态转变为结合态,使得结合态子体浓度增加。结合态子体浓度还受房间尺寸的影响,一般来说房间越大, s 与 v 的比值越小,对应的浓度也就越低。

另外,母体和子体共同的规律是,浓度都与 E_T 有关,析出率越高,浓度越大。

由于大部分居室含尘量不高,为了简化讨论,我们认为 λ_a 保持为 50 h^{-1} 不变,将表 1 中参数代入式(14)算出不同通风状况下的 EEC_{Tn} ,并与实测数据进行比较,如表 2 所示。

表 2 室内不同通风状况下 EEC_{Tn} 的估算值与实测值

Tab. 2 Estimated EEC_{Tn} under different conditions of indoor ventilation and their measured values

通风状况	估算值(Bqm^{-3})	实测值 ^[8] (Bqm^{-3})		
		测点数	平均值	标准差
较差	22.9	10	19.6	8.3
较好	10.3	10	10.8	4.5
好	3.2	6	2.8	1.3

表 2 中给出的实测值是多次测量的平均值,考虑到当地土墙表面 ^{220}Rn 析出率^[8](测量值分别为 4.01、2.47 和 2.11,单位为 $\text{Bqm}^{-2}\text{s}^{-1}$)与模型中 E_T 取值接近,结果与 EEC_{Th} 估算值符合较好,说明该模型较为适用。

2.4 关于平衡因子 F 的讨论

平衡因子 F 是 ^{220}Rn 子体平衡当量浓度

与 ^{220}Rn 实际浓度的比值,即

$$F(z) = \frac{EEC_{\text{Th}}(z)}{C_T(z)} \quad (15)$$

由式(3)和(15)可以求得各点的 F 值。知道某点的 $F(z)$,就可以由该点处 ^{220}Rn 浓度 $C_T(z)$ 推算出子体的平衡当量浓度 $EEC_{\text{Th}}(z)$ 。取 $E_T = 3 \text{ Bqm}^{-2}\text{s}^{-1}$,计算结果如图 4 所示。

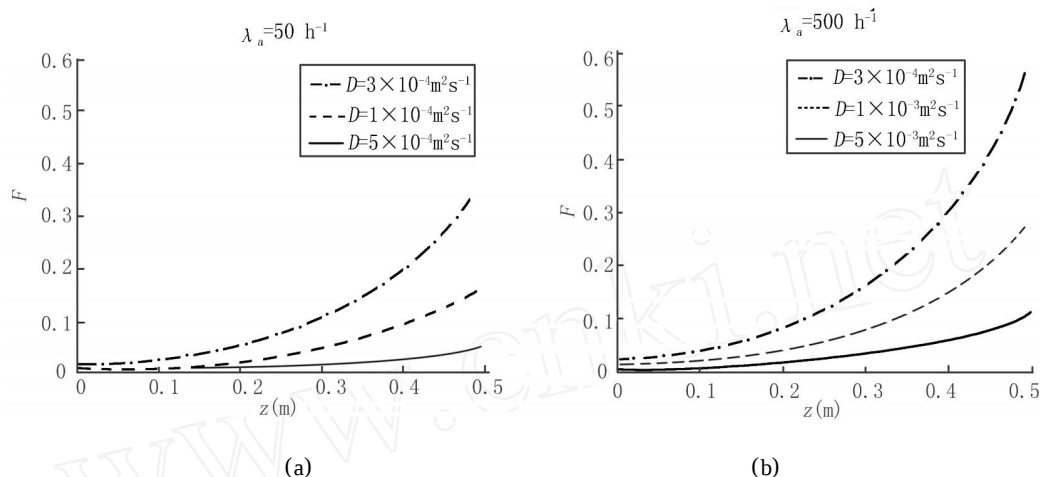


图 4 室内 F 的一维分布

Fig. 4 One-dimensional distribution of indoor F

另外距墙距离 z 一定,而墙面析出率 E_T 未知时,式(15)改写为

$$F(E_T) = \frac{EEC_{\text{Th}}(E_T)}{C_T(E_T)} \quad (15')$$

同样,可以计算出通风状况较好时不同析出率下的 F 值,计算结果如图 5 所示。

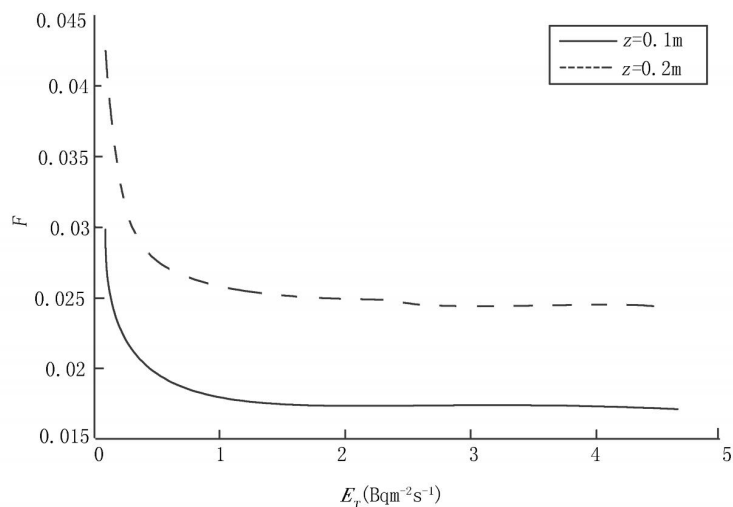


图 5 室内 F 随 E_T 的变化

Fig. 5 Change of F with exhalation rate of thoron E_T

图 4 中(a)、(b)分别代表含尘量低、高的两种情形,然后在各自情形下描述不同通风状况下(参数取自表 1)的 F 分布。图 5 是在常用的参数取值下(通风较好,含尘量低)作出的。现在讨论一下各参数对 F (以下讨论均为室内同一点)值的影响:

由式(3)可知,当距墙距离较小时,指数项影响较小,所以通风越好(D 越大), C_T 越小;相反,当距墙距离较大时,起主要作用的变成了指数项,所以通风越好 C_T 越大(如图 2 所示)。当然,我们考虑更多的是近墙的情形。由式(9)和式(11)可知,通风越好($\lambda_v, \lambda_d^f, \lambda_d^a$ 越大),子体浓度越小。这样,在近墙区域,通风状况变好, C_T 和 EEC_{Tn} 都变小,但是 EEC_{Tn} 减少程度更大,所以 F 变小;在远墙区域, EEC_{Tn} 变小, C_T 变大,所以 F 同样变小。

由式(9)和式(11)可知, λ_a 增大时,子体浓度增加,于是 F 增大。 S 与 V 的比值越大, F 越大。

从上节的公式中可知,母体和子体浓度均与 E_T 正相关,如果不考虑室外子体浓度(很小)的话, F 应该是一个常数值,不随 E_T 的变化而变化。如果考虑室外子体浓度,在 E_T 较小时,子体浓度中室外浓度贡献相对较大,然而随着 E_T 的变大,这种贡献开始变小;当 E_T 足够大的时候,与室外空气交换的影响可以忽略。也就是说,当 E_T 较小时, F 随着 E_T 增大而减

小;到 E_T 足够大时, F 近似为常数,不再随 E_T 的变化而变化。

综合以上考虑,通风状况越好, F 越小(如图 4 所示);室内粉尘浓度越高, F 越大(从图 4 左右部分相互比较可见);房间越大, F 越小; F 基本不随 E_T 的变化而变化(见图 5)。

由于 F 值一般情况下基本不随析出率变化,所以此时(即 E_T 不太小时)我们可以忽略房屋的建材选择问题。加上同一地区的房屋大致都有较为相似的通风状况,我们可以简单的认定这些房屋具有相同的 F 。如果房屋之间的通风状况有较大差异,也可以按照通风状况分为几种类型来解决。总之,我们需要做的就是找到具有代表性的 F 值,确定了 F 之后,就方便了我们通过这点的 ^{220}Rn 浓度来估算其子体浓度,解决了测量子体困难的问题。

我们通常测量距墙 20 cm 处的 ^{220}Rn 浓度,所以我们讨论的是 20 cm 处的 F 。尚兵等^[10]对珠海市的 ^{220}Rn 浓度(距墙 20cm)和 EEC_{Tn} 进行过测量,二者的平均值分别为 127.9 Bqm^{-3} 和 2.7 Bqm^{-3} ,可以求得 $F = 0.021$;而通过本文模型计算出通风较好时 20 cm 处 $F = 0.025$ 。这说明本文模型能较好的适用于珠海的情形。

根据对日本中部地区的调查^[11],由不同建材房屋内数据求出各自的 F ,发现建材选择的不同对 F 基本没有影响(见表 3),这也证实了上面的讨论。

表 3 不同建材房屋内的 F ^[11]

Tab. 3 F in dwellings made with different building materials			
建筑材料	^{220}Rn 浓度(Bqm^{-3})	EEC_{Tn} (Bqm^{-3})	F
木质土墙	159.7	2.42	0.0152
钢筋水泥	41.9	0.63	0.0150
新型建材	22.9	0.36	0.0157

为了估算更为准确,我们需要选择更具有代表性的 F ,参数取值必须更加符合实际的室内空气条件,为此一方面要通过实地测量来获取参数的信息,另一方面,通过改进模型来减小误差。

2.5 D 很小时的情形

现在考虑一个比较极端的情形。当室内空

气停止流动时,产生的结合态 ^{212}Pb 不能快速扩散,其在近墙区域的浓度将会大大增高,整个房间内的分布不再是模型中假设的均匀分布。在这种静止的空气条件下,有效扩散系数 D 的值会很小。此时 $D_T = 0$,而分子扩散系数 D_M 约为 $0.05 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$ ^[11],我们取其 20 倍值,即 $D = D_M = 1 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$,现在我们来求解稳态时 ThB 的浓

度。我们前面的求解过程不能照搬了,因为此时,空气运动相当迟缓,附壁和与外界的换气都可以忽略,即 $\lambda_v, \lambda_d^f, \lambda_d^a$ 均为0。这样,式(5)表达为:

$$D \frac{d^2 C_B^f(z)}{dz^2} - (\lambda_B + \lambda_a) C_B^f(z) + \lambda_B C_A(z) = 0 \quad (16)$$

由于附壁作用被忽略,所以边界条件应成为: $C_B^f(\infty) = 0$; $z = 0$ 时, $dC_B^f(z)/dz = 0$ 。此时由式(16)解得:

$$C_B^f(z) = G \cdot (e^{-\beta_a z} / \beta_a - e^{-\beta z} / \beta) \quad (17)$$

式中, $G = \frac{\lambda_B E_T}{(\lambda_T - \lambda_B - \lambda_a) D}$, $\beta_a = \sqrt{\frac{\lambda_B + \lambda_a}{D}}$, $\beta = \sqrt{\frac{\lambda_T}{D}}$ 。

同样式(7)可以表达为:

$$D \frac{d^2 C_B^a(z)}{dz^2} - \lambda_B C_B^a(z) + \lambda_a C_B^f(z) = 0 \quad (18)$$

同理边界条件为: $C_B^a(\infty) = 0$; $z = 0$ 时, $dC_B^a(z)/dz = 0$ 。此时由式(18)解得:

$$C_B^a(z) = G \cdot (ae^{-\beta z} - be^{-\beta_a z} + ce^{-\beta_c z}) \quad (19)$$

式中, $\beta_c = \sqrt{\frac{\lambda_B}{D}}$, $a = \frac{\lambda_a}{\lambda_T - \lambda_B} \cdot \frac{1}{\beta}$, $b = \frac{1}{\beta_B}$, $c = (1 - \frac{\lambda_a}{\lambda_T - \lambda_B}) \cdot \frac{1}{\beta_a}$, $\beta_B = \sqrt{\frac{\lambda_B + \lambda_a + \lambda_d^f}{D}}$ 。

在 $E_T = 3 \text{ Bqm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $D = 1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$, $\lambda_a = 50 \text{ h}^{-1}$ 的条件下,由式(19)可以算出距墙 0.5 m 处的结合态 ThB 浓度高达 82 Bqm^{-3} ,这大大高于上文算出的室内平均浓度 10.58 Bqm^{-3} 。

所以,一般情况下室内子体分布可以认为是均匀分布;但是通风状况很差时,分布不再均匀,距墙越近,浓度越高,所致剂量不能被忽略,这也说明了改善通风状况的重要性。所幸的是,在现实生活中, D 这么小的居室是很少的。

3 小结

本文利用一维稳态扩散模型研究了室内

^{220}Rn 及其子体浓度的分布规律,并通过析出率估算 ^{220}Rn 子体平衡当量浓度。同时研究了室内 ^{220}Rn 及其子体的平衡因子 F 的分布规律、 F 与各种参数之间的关系,以及如何选取合适的 F 值进而由实测 ^{220}Rn 浓度来估算其子体浓度。但该模型仍需要实践检验和完善,同时更好的确定参数需要通过实地测量来完成。

参考文献

- 1 Yamasaki T, Guo Q, Iida T. Distribution of Thoron Progeny Concentrations in Dwellings. Radiation Protection Dosimetry, 1995. 59 (2) :135
- 2 UNSCEAR. 电离辐射源与效应. UNSCEAR 1993 年报告. 北京:原子能出版社,1995
- 3 孙建永,郭秋菊.有关室内 ^{220}Rn 及其子体的几个问题.辐射防护,2001.21(2):83
- 4 田志恒.辐射剂量学.北京:原子能出版社,1992. 282~284
- 5 Yamasaki T, Iida T. Measurements of Thoron Progeny Concentration Using Potential Alpha-Energy Monitor in Japan. Health Phys., 1995. 68:840
- 6 Akira Katase, Yuzuru Matsumoto, Takeji Sakae, et al. Indoor Concentration of ^{220}Rn and Its Decay Products. Health Phys., 1988. 54(3):283
- 7 肖德涛,赵桂芝,林祖滨,等.由 ^{220}Rn 暴露量估算 ^{220}Rn 子体有效剂量方法的初步研究.辐射防护,2004.24(2):100
- 8 陈波,郭秋菊,孙全富,等.阳江高本底地区室内空气中 ^{222}Rn 、 ^{220}Rn 子体水平的一些调查和分析.辐射防护,2006.26(1):61
- 9 卓维海,郭秋菊.室内钍子体浓度的简易测量和估算方法.见:第二次全国天然辐射照射与控制研讨会论文汇编.北京,2005.307
- 10 尚兵,张林,陈斌,等.中国部分地区 ^{220}Rn 浓度的测量.中华预防医学杂志,2000.1(1):19
- 11 郭秋菊. Rn-220 浓度的测量及剂量学评价.中华预防医学杂志,2001.2(2):108

(编辑部收稿日期 2006 年 4 月 11 日)

(下转第 352 页,Continued on page 352)

PREPARATION OF NATURAL RADIOACTIVE REFERENCE MATERIALS FOR ENVIRONMENT ANALYSIS

Liu Xiaohui Tong Chunhan

(College of Applied Nuclear Technology and Automation Engineering,
Chengdu University of Technology, Chengdu, 610059)

Abstract Considering the need in environmental natural radioactivity measurement, a series of Secondary Certified Natural Radioactivity Environment Reference Materials —CBW(E) 040012 ~ CBW(E) 040015 were prepared according to Technical Specification of Primary Reference Material. These reference materials are composites of natural materials. The matrix of K reference material is potash feldspar and that of other reference materials is quartz. The radioactive equilibrium of U series and Th series in raw materials proved to be attained. Having passed homogeneity test, collaborative analyses were carried out in nine laboratories with five reliable analytical methods based on different principles of measurement. For each reference material, the values of U, Ra, Th and K were certified. Farther study indicated that the emanation coefficient of Rn in these reference materials was low.

(Key Words: Certified Reference Material, Natural Radioactivity, Homogeneity, Emanation Coefficient of Rn)

(上接第 339 页, Continued from page 339)

DISCUSSION ON INDOOR CONCENTRATION OF ²²⁰Rn AND ITS PROGENY

Qu Zhengzhen Guo Qiuju

(Department of Technical Physics, School of Physics, Peking University, Beijing, 100871)

Sun Quanfu

(Institute for Radiological Protection & Nuclear Safety, Chinese Center for Diseases Control and Prevention, Beijing, 100088)

Abstract The distribution of indoor thoron and its progeny concentration was derived from a theoretical model of one-dimensional diffusion. And the characteristics of their equilibrium factor F were studied. It is expected from the discussion that the equilibrium equivalent thoron concentration could be calculated based on thoron concentration when a suitable F is determined.

(Key Words: Thoron and Its Progeny, Indoor Air, Concentration Distribution, EEC , Equilibrium Factor)