

工作簡报及經驗交流

在 γ 取样中矿石射气扩散对 γ 强度的影响 (I)

朱志祥

在鈾矿的普查勘探和开采阶段,通常是通过测量坑道中矿石的天然 γ 射线强度来确定其中的鈾含量的。在鈾系元素中,放射 γ 射线的主要元素是氡以后的衰变产物,所以在根据 γ 射线强度确定矿石中鈾含量时,需要进行鈾、镭平衡破坏和氡气扩散损失的修正。本文将讨论矿石氡气扩散损失对 γ 取样结果的影响。

射气在矿石中的扩散包括二个过程:

1. 在镭衰变成氡时,由于 α 粒子的反作用力,使一部分氡原子脱离分子力的束缚而进入矿石分子间的空隙中。这部分氡称作自由氡;没有脱离分子力束缚的那部分氡叫束缚氡。在单位时间内形成的自由氡和全部氡气(自由氡加束缚氡)之比叫做射气系数。

2. 在岩石孔隙中的自由氡根据气体扩散定律而移动。气体扩散移动的速度以扩散系数来表示。

二、

为了讨论简便起见,假定岩石是致密的,在岩石中气体对流和氡水流动起的作用很小(这是符合大多数实际情况的)。并且把矿体简化为一个规则的矿层(见图1)。矿层厚为 H , 长与宽为无限大。矿体的一边是空气(坑道),另一边是围岩。

设每克矿石在每秒钟内形成的自由氡为 q 居里;矿石的密度为 ρ 克/厘米³;孔隙度为 η_1 ;在矿石空气中,氡气浓度为 N_1 , 扩散系数为 D_1 ;在围岩空气中,氡气浓度为 N_{II} , 扩散系数为 D_{II} , 围岩的孔隙度为 η_{II} 。

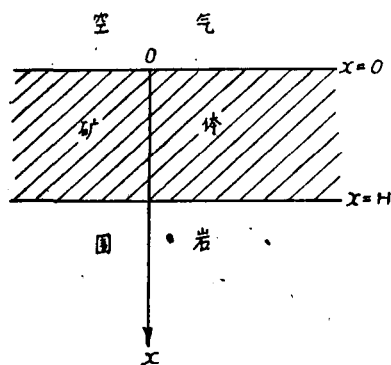


图 1

当氡气扩散成稳态时 $\left(\frac{\partial N}{\partial t} = 0\right)$, 氡气浓度的变化服从下列微分方程式^[1]:

在矿体中:

$$D_1 \frac{d^2 N_1}{dx^2} - \lambda N_1 \eta_1 + q\rho = 0, \quad (1)$$

在围岩中:

$$D_{II} \frac{d^2 N_{II}}{dx^2} - \lambda N_{II} \eta_{II} = 0, \quad (2)$$

λ 为氡的衰变常数,单位为秒⁻¹。

边界条件: 当 $x = 0$ 时, $N_1 = 0$ 。(在坑道空气中,允许氡浓度为 10^{-10} 居里/升,一般比矿石空气中的自由氡浓度低得多,所以可以认为在坑道空气中 $N = 0$ 。)

当 $x = H$ 时^[2],

$$N_I = N_{II}, \quad -D_I \frac{dN_I}{dx} = -D_{II} \frac{dN_{II}}{dx}.$$

当 $x = \infty$ 时, $N_{II} \neq \infty$.

微分方程 (1)、(2) 的通解为:

$$N_I = A_1 e^{x/l_I} + A_2 e^{-x/l_I} + Q, \quad (3)$$

$$N_{II} = B_1 e^{x/l_{II}} + B_2 e^{-x/l_{II}}. \quad (4)$$

在上式中

$$Q = q\rho/\lambda\eta_i; \quad l_I = \sqrt{\frac{D_I}{\lambda\eta_i}}; \quad l_{II} = \sqrt{\frac{D_{II}}{\lambda\eta_{II}}}. \quad (5)$$

l 也称作有效扩散长度, 单位为厘米.

把边界条件代入(3)、(4)式, 并进行一些代数运算后就得到:

$$N_I = Q \left\{ 1 - \frac{1}{\text{sh}\left(\frac{H}{l_I}\right) \left[\frac{D_I}{l_I} \text{ch}\left(\frac{H}{l_I}\right) + \frac{D_{II}}{l_{II}} \text{sh}\left(\frac{H}{l_I}\right) \right]} \left[\left(\frac{D_I}{l_I} + \frac{D_{II}}{l_{II}} \text{sh}\frac{H}{l_I} \right) \text{sh}\frac{x}{l_I} + \left(\frac{D_I}{l_I} \text{ch}\frac{H}{l_I} + \frac{D_{II}}{l_{II}} \text{sh}\frac{H}{l_I} \right) \text{sh}\left(\frac{H-x}{l_I}\right) \right] \right\}, \quad (6)$$

$$N_{II} = \frac{Q \frac{D_I}{l_I} \left[\text{ch}\frac{H}{l_I} - 1 \right]}{\left[\frac{D_I}{l_I} \text{ch}\frac{H}{l_I} + \frac{D_{II}}{l_{II}} \text{sh}\frac{H}{l_I} \right] e^{-H/l_{II}}} e^{-x/l_{II}}. \quad (7)$$

几种个别情况:

1. 如矿石与围岩的扩散系数和有效扩散长度相同, 也即 $D_I = D_{II}$, $l_I = l_{II}$, 则

$$N_I = Q \left\{ 1 - \frac{\text{sh}(x/l)}{\exp(H/l)} - \exp(-x/l) \right\}, \quad (8)$$

$$N_{II} = Q \{ \text{ch}(H/l) - 1 \} \exp(-x/l). \quad (9)$$

2. 如围岩很致密, 不透气, 也就是 $D_{II} = 0$, 则

$$N_I = Q \left\{ 1 - \frac{\text{ch}\left(\frac{H-x}{l}\right)}{\text{ch}\left(\frac{H}{l}\right)} \right\}, \quad (10)$$

$$N_{II} = 0. \quad (11)$$

3. 如矿层无限厚, $H = \infty$, 则

$$N = Q [1 - e^{-x/l}]. \quad (12)$$

对通常遇到的矿石和围岩来说, 氧气扩散系数为 0—0.1 厘米²/秒, 孔隙度小于 10—20%, 在这个范围内我们利用公式(6)到(12)进行了一些计算, 其结果见图 2, 3, 4.

在图 2, 3, 4 中, 长度以 l_I 为单位, 浓度以 Q 为单位. 并假定 $\eta_I = \eta_{II}$

从公式(6)到(12)和图 2, 3, 4 可以看出:

1. 矿体厚度与其有效扩散长度之比越大, 留在矿体内的自由氧数量越多. 当 $\frac{H}{l_I} = 0.1$ 时,

矿石空气中的氧浓度仅为没有扩散时的千分之几; 而当 $\frac{H}{l_I} \geq 1$ 时, 就达十分之几了.

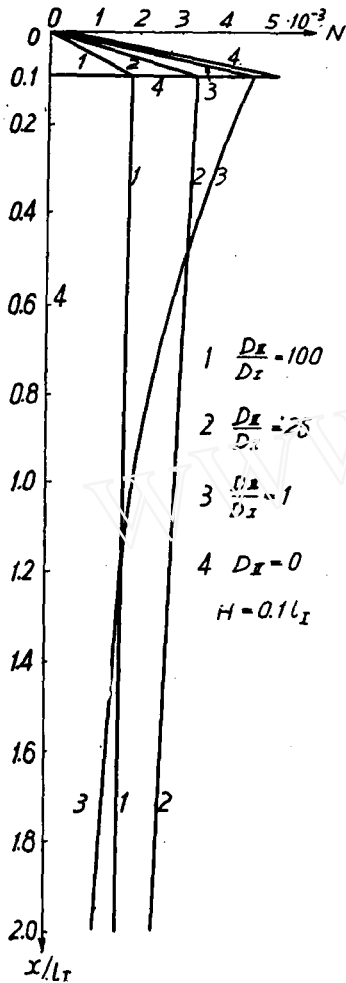


图 2

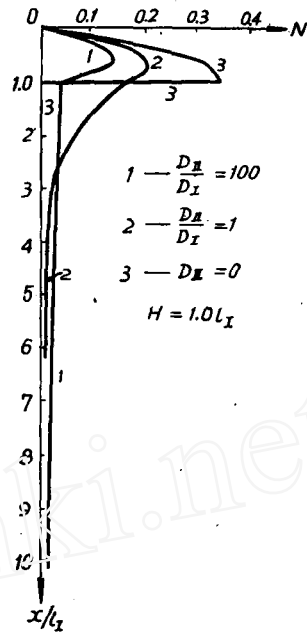


图 3

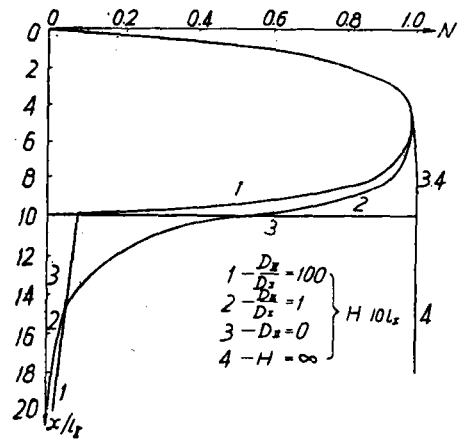


图 4

2. 围岩的透气性能比矿石的透气性能越好(即 $\frac{D_{II}}{D_I}$ 越大), 则矿石空气中的氡气浓度就越小, 而围岩空气中的氡浓度却相应地增加。
3. 围岩空气中氡气浓度随着深度的增加按指数曲线而递减。

三、

在图 5 中 AB 为坑道壁。元体积 dv 在 O 点产生的 γ 射线强度为

$$dJ = \frac{K_{Ra} c}{R^2} e^{-\mu R} dv. \tag{13}$$

在上式中 K_{Ra} ——钍镭的 γ 常数; μ ——镭的 γ 射线在岩石内的有效吸收系数, 并设在矿石与围岩中有效吸收系数相同; c ——单位体积岩石内氡气的数量。它应包括自由氡和束缚氡两

部分。自由氦浓度随深度而变化。

$$c = (1 - \alpha)c + \eta N, \quad \alpha = \frac{q\rho}{\lambda} \quad (14)$$

α 为矿石的射气系数, 设在矿体内 α 和 c 都是常数, 在围岩中不存在氦的母元素——镭。 N 可从公式(6), (7)中求得。

在圆柱坐标中积分限: φ 为 $0-2\pi$; $dv = rd\varphi dr dx$ 为 $0-\infty$;

当 x 为 $0-H$ 时, $c = (1 - \alpha)c + \eta_1 N_1$;

当 x 为 $H-\infty$ 时, $c = \eta_{II} N_{II}$ 。

故

$$J = K_{Ra} \int_0^H \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{(1-\alpha)c + \eta_1 N_1}{r^2 + x^2} r e^{-\mu\sqrt{x^2+r^2}} d\varphi dr dx + K_{Ra} \int_H^\infty \int_0^\infty \int_0^{2\pi} \frac{\eta_{II} N_{II}}{r^2 + x^2} r e^{-\mu\sqrt{x^2+r^2}} d\varphi dr dx \quad (15)$$

把(6), (7)式代入(15)式中, 积分后就得到:

$$J = 2\pi K_{Ra} \int_0^H -E_i(-\mu x) [(1-\alpha)c + \eta_1 N_1] dx + \int_H^\infty -E_i(-\mu x) \eta_{II} N_{II} dx = \frac{2\pi K_{Ra} c}{\mu} [1 - \phi(\mu H)] -$$

$$\begin{aligned} & - \frac{2\pi K_{Ra} \alpha c}{\mu} \left\{ \frac{\mu l_1}{2} \left(\frac{\exp(-\frac{H}{l_1})}{\text{sh}(\frac{H}{l_1})} - \frac{\frac{D_I}{l_1} + \frac{D_{II}}{l_{II}} \text{sh}(\frac{H}{l_1})}{\text{sh}(\frac{H}{l_1}) [\frac{D_I}{l_1} \text{ch}(\frac{H}{l_1}) + \frac{D_{II}}{l_{II}} \text{sh}(\frac{H}{l_1})]} \right) \left(\left\{ -E_i \left[-\left(\mu - \frac{1}{l_1} \right) H \right] \right\} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \exp\left(\frac{H}{l_1}\right) \left\{ -E_i(-\mu H) \right\} - \ln \left| \frac{\mu}{\mu - \frac{1}{l_1}} \right| \right) + \right. \\ & \left. + \frac{\mu l_1}{2} \left(\frac{\exp(\frac{H}{l_1})}{\text{sh}(\frac{H}{l_1})} - \frac{\frac{D_I}{l_1} + \frac{D_{II}}{l_{II}} \text{sh}(\frac{H}{l_1})}{\text{sh}(\frac{H}{l_1}) [\frac{D_I}{l_1} \text{ch}(\frac{H}{l_1}) + \frac{D_{II}}{l_{II}} \text{sh}(\frac{H}{l_1})]} \right) \left(\left\{ -E_i \left[-\left(\mu + \frac{1}{l_1} \right) H \right] \right\} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \exp\left(-\frac{H}{l_1}\right) \left\{ -E_i(-\mu H) \right\} + \ln \frac{\mu + \frac{1}{l_1}}{\mu} \right) + \right. \\ & \left. + \mu l_{II} \frac{\eta_{II}}{\eta_1} \frac{\frac{D_I}{l_1} [\text{ch}(\frac{H}{l_1}) - 1]}{\frac{D_I}{l_1} \text{ch}(\frac{H}{l_1}) + \frac{D_{II}}{l_{II}} \text{sh}(\frac{H}{l_1})} \left(\exp\left(\frac{H}{l_{II}}\right) \left\{ -E_i \left[-\left(\mu + \frac{1}{l_{II}} \right) H \right] \right\} - \left\{ -E_i(-\mu H) \right\} \right) \right\} \quad (16) \end{aligned}$$

上式中 $-E_i(-x)$ 为积分指数函数, $-E_i(-x) = \int_x^\infty e^{-t} \cdot \frac{1}{t} dt$; $\phi(x)$ 为金格函数, $\phi(x) = e^{-x} + x E_i(-x)$ 。

积分指数函数值和金格函数值都能从专门的表中查得^[3]。

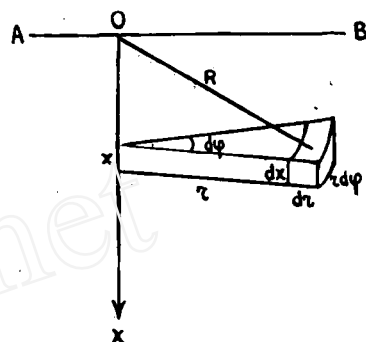


图 5

在沒有射气扩散时($\alpha = 0$, 或 $l_1 = 0$), 在 0 点的 γ 射綫强度为

$$J_0 = \frac{2\pi K_{Ra}'c}{\mu} [1 - \phi(\mu H)]. \quad (17)$$

因射气扩散而造成的 γ 射綫强度减弱为

$$\begin{aligned} \beta = \frac{J_0 - J}{J_0} = & \\ & - \frac{\alpha}{1 - \phi(\mu H)} \left\{ \frac{\mu l_1}{2} \left(\frac{\exp\left(-\frac{H}{l_1}\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{H}{l_1}\right)} - \frac{\frac{D_I}{l_1} + \frac{D_{II}}{l_{II}} \operatorname{sh}\left(\frac{H}{l_1}\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{H}{l_1}\right) \left[\frac{D_I}{l_1} \operatorname{ch}\left(\frac{H}{l_1}\right) + \frac{D_{II}}{l_{II}} \operatorname{sh}\left(\frac{H}{l_1}\right) \right]} \right) \left(\left\{ -E_i \left[-\left(\mu - \frac{1}{l_1}\right) H \right] \right\} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \exp\left(\frac{H}{l_1}\right) \left\{ -E_i(-\mu H) \right\} - \ln \left| \frac{\mu}{\mu - \frac{1}{l_1}} \right| \right) + \right. \\ & \left. + \frac{\mu l_1}{2} \left(\frac{\exp\left(\frac{H}{l_1}\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{H}{l_1}\right)} - \frac{\frac{D_I}{l_1} + \frac{D_{II}}{l_{II}} \operatorname{sh}\left(\frac{H}{l_1}\right)}{\operatorname{sh}\left(\frac{H}{l_1}\right) \left[\frac{D_I}{l_1} \operatorname{ch}\left(\frac{H}{l_1}\right) + \frac{D_{II}}{l_{II}} \operatorname{sh}\left(\frac{H}{l_1}\right) \right]} \right) \left(\left\{ -E_i \left[-\left(\mu + \frac{1}{l_1}\right) H \right] \right\} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \exp\left(-\frac{H}{l_1}\right) \left\{ -E_i(-\mu H) \right\} + \ln \frac{\mu + \frac{1}{l_1}}{\mu} \right) + \right. \\ & \left. + \mu l_{II} \frac{\eta_{II}}{\eta_I} \frac{\frac{D_I}{l_1} \left[\operatorname{ch}\left(\frac{H}{l_1}\right) - 1 \right]}{\frac{D_I}{l_1} \operatorname{ch}\left(\frac{H}{l_1}\right) + \frac{D_{II}}{l_{II}} \operatorname{sh}\left(\frac{H}{l_1}\right)} \left(\exp\left(\frac{H}{l_{II}}\right) \left\{ -E_i \left[-\left(\mu + \frac{1}{l_{II}}\right) H \right] \right\} - \left\{ -E_i(-\mu H) \right\} \right) \right\}. \quad (18) \end{aligned}$$

几种特殊情况:

1. 矿石与围岩的射气扩散系数、孔隙度相等, 也就是 $D_I = D_{II}$, $\eta_I = \eta_{II}$ 和 $l_I = l_{II}$, 則

$$\begin{aligned} \beta = \frac{\alpha}{1 - \phi(\mu H)} \cdot \frac{\mu l}{2} \left\{ \exp\left(\frac{H}{l}\right) \left\{ -E_i \left[-\left(\mu + \frac{1}{l}\right) H \right] \right\} - \exp\left(-\frac{H}{l}\right) \left\{ -E_i \left[-\left(\mu - \frac{1}{l}\right) H \right] \right\} \right\} + \\ + \exp\left(-\frac{H}{l}\right) \ln \left| \frac{\mu}{\mu - \frac{1}{l}} \right| + \left[2 - \exp\left(-\frac{H}{l}\right) \right] \ln \frac{\mu + \frac{1}{l}}{\mu}. \quad (19) \end{aligned}$$

2. 如围岩不透气, $D_{II} = 0$, 則

$$\begin{aligned} \beta = \frac{\alpha}{1 - \phi(\mu H)} \cdot \frac{\mu l}{2 \operatorname{ch}\left(\frac{H}{l}\right)} \left\{ \exp\left(-\frac{H}{l}\right) \left(-\left\{ -E_i \left[-\left(\mu - \frac{1}{l}\right) H \right] \right\} + \ln \left| \frac{\mu}{\mu - \frac{1}{l}} \right| \right) + \right. \\ \left. + \exp\left(\frac{H}{l}\right) \left(\left\{ -E_i \left[-\left(\mu + \frac{1}{l}\right) H \right] \right\} + \ln \frac{\mu + \frac{1}{l}}{\mu} \right) \right\}. \quad (20) \end{aligned}$$

3. 如矿体为无限厚, 則

$$\beta = \alpha \mu l \ln \frac{\mu + \frac{1}{l}}{\mu}, \quad (21)$$

分析公式(18)到(21)可以看出:

1. 矿石的扩散系数越大,因射气扩散而造成的 γ 射线强度减弱 β 也越大,越接近矿石的射气系数 α (图6)。当 l_1 为几米时, $\beta \approx \alpha$ 。

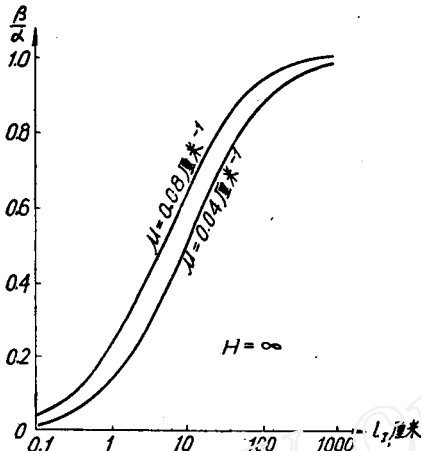


图 6

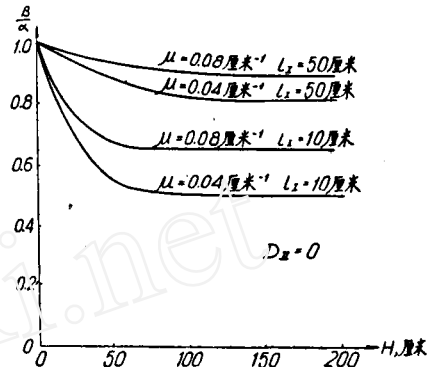


图 7

2. 矿石的厚度越大, β 值越小。从图7中可以看出,当 $H = 1$ 米时,矿层已可看作无限厚。

3. 围岩的射气扩散系数对 β 值的影响不大,见下表($l_1 = 50$ 厘米, $\eta_1 = \eta_{II}$,表中的 β 值以 α 为单位表示)。

H	μ l_{II}	0.04 厘米 ⁻¹				0.08 厘米 ⁻¹			
		0	10厘米	50厘米	200厘米	0	10厘米	50厘米	200厘米
10厘米		0.99	0.99	0.99	0.99	0.98	0.98	0.98	0.98
50厘米		0.89	0.89	0.89	0.89	0.94	0.95	0.96	0.97
100厘米		0.82	0.83	0.85	0.86	0.90	0.90	0.91	0.92
200厘米		0.81	0.81	0.81	0.81	0.89	0.89	0.89	0.89
∞		0.81	0.81	0.81	0.81	0.89	0.89	0.89	0.89

4. 矿石与围岩孔隙度间的比例关系($\frac{\eta_1}{\eta_{II}}$)变化对 β 值影响很小。当 $\frac{\eta_1}{\eta_{II}}$ 从5变化到 $\frac{1}{5}$ 时,对 β 值的影响一般小于0.01 α 。

5. 岩石的有效吸收系数越小, β 值和 α 值的差别就表现得越明显。对硅酸盐类型矿石来说($\mu \approx 0.08$ 厘米⁻¹),射气扩散造成的 γ 射线强度损失 β 就比含铀煤类型的矿石($\mu \approx 0.04$ 厘米⁻¹)更接近于 α 值。

由以上讨论可以得到如下结论:

1. 在实际工作中,有一部分矿石的射气系数仅为百分之几,氡气扩散长度小于1厘米^[4],而矿层深度(对坑道壁说)往往超过1米。在这种情况下,因氡气扩散而造成的 γ 射线强度减弱是很小的,在 γ 取样工作中可以不进行修正。

2. 当需要进行修正时,不能简单地用测量粉末状样品得到的射气系数 α 来代替 β 。尤其是当矿石的有效扩散长度很小时,这种简单的代替往往带来不小的误差。要进行正确的修正,不但要知道矿石的射气系数,而且还要设法求得它的有效氡气扩散长度。

参 考 文 献

- [1] В. И. Баранов, *Радиометрия*, 1956.
 [2] Ю. П. Булашевич, Р. К. Хейригдинов, К теории диффузии эманации в пористых средах, *Известия АН СССР.*, 1959, № 12.
 [3] Г. В. 戈尔什科夫, 放射性物体的 γ 辐射, 地质出版社, 1959 年.
 [4] В. В. 阿列克赛耶夫等编著, 铀矿普查勘探的放射性测量法, 地质出版社, 1960 年.

(编辑部收稿日期 1962 年 2 月 21 日)

在 γ 取样中矿石射气扩散对 γ 强度的影响 (II)

朱 志 祥

在 γ 取样中, 如矿石的射气系数为 10%, 有效扩散长度为 5 厘米(这是常遇到的情况), 则因氡气扩散而造成的 γ 射线强度损失为 4—5%。这时如果不进行 γ 强度的修正, 就会使 γ 取样求出的含量要比真含量偏低 4—5%。要进行修正, 除了要知道矿石的射气系数 α 外, 还需要知道矿石的有效扩散长度^[1]。但是直到现在, 还没有一种简便的求天然产状矿石的有效扩散长度的方法。本文则将介绍一种求矿石有效扩散长度的方法——炮孔法。

在无限大矿体内打一炮孔。在炮孔附近矿体内的氡气有一部分要扩散掉。矿石空气内的氡气浓度 N 在稳定时 ($\frac{\partial N}{\partial t} = 0$), 在空间的分布将服从下面的微分方程式(图 1):

$$D \left(\frac{\partial^2 N}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial N}{\partial r} \right) - \lambda N \eta + q \rho = 0. \quad (1)$$

式中, D 为矿石的氡气扩散系数; λ 为氡的衰变常数; q 为每克矿石在每秒钟内形成的自由氡; η 为矿石的孔隙度; ρ 为矿石的密度。

(1) 式的通解为^[2]:

$$N(r) = AK_0\left(\frac{r}{l}\right) + BI_0\left(\frac{r}{l}\right) + Q, \quad (2)$$

式中 $K_0\left(\frac{r}{l}\right)$ ——卡恩开尔函数; $I_0\left(\frac{r}{l}\right)$ ——贝赛尔函数; $Q = \frac{q\rho}{\lambda\eta}$ 。

当炮孔没有密封时, 边界条件为:

$$N(r_0) = 0, N(\infty) \neq \infty,$$

则(2)式变为

$$N(r) = Q \left[1 - \frac{K_0\left(\frac{r}{l}\right)}{K_0\left(\frac{r_0}{l}\right)} \right]. \quad (3)$$

在炮孔密封后, 边界条件为

$$\left. \frac{\partial N}{\partial r} \right|_{r=r_0} = 0, N(\infty) \neq \infty,$$

则(2)式变为

$$N = Q. \quad (4)$$

用(3)式计算的一些曲线画在图 2 上。

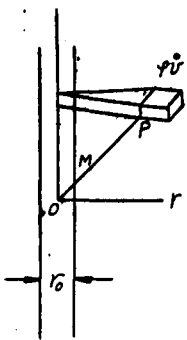


图 1