

空间 γ 场的弹性变化及应用

卢存恒 刘庆成 韩长青 著



原子能出版社

空间 γ 场的弹性变化及应用

卢存恒 刘庆成 韩长青 著

原子能出版社

图书在版编目(CIP)数据

空间 γ 场的弹性变化及应用/卢存恒,刘庆成,韩长青著. —北京:原子能出版社,2006.6

ISBN 7-5022-3662-7

I. 空… II. ①卢…②刘…③韩… III. 宇宙 γ 射线源-宇宙辐射-研究 IV. V520.6

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2006)第 048509 号

空间 γ 场的弹性变化及应用

出版发行 原子能出版社(北京市海淀区阜成路 43 号 100037)

责任编辑 谭俊

责任校对 李建慧

责任印制 丁怀兰 刘芳燕

印刷 保定市印刷厂

经销 全国新华书店

开本 850 mm $\times$ 1168 mm 1/32

字数 121 千字

印张 4.625

版次 2006 年 6 月第 1 版 2006 年 6 月第 1 次印刷

书号 ISBN 7-5022-3662-7

定价 28.00 元

版权所有 侵权必究(如有缺页、倒装,请与出版社联系调换)

网址: <http://www.aep.com.cn>

前 言

从 20 世纪 50 年代中期我国核工业发展开始,卢存恒教授在几十年教学、科研中进行了有关 γ 场的研究,提出了 U, V, W 函数,计算了铀矿勘探中多种测量条件下的 γ 场,得出正演规律,并应用于反演解释中,于 90 年代初出版了专著《铀矿物探 γ 场理论计算和应用》。

此后,我们专注于与生产实际相结合,重点对空间 γ 场理论作了深入研究。在研究中发现 γ 场通过场源和介质两个互换可以产生弹性变化。通过 γ 场的弹性变化研究可以解决航空放射性测量和辐射环境监测中许多难以解决的问题。诸如:以场源互换解决在地面以不饱和模型代替饱和模型标定航测仪问题;以场源互换解决对空中异常以矩形反演代替半无限反演确立地空异常一致性标准问题;以介质互换解决在地面对航测仪进行空中体源、面源标定的问题和以介质互换解决空中任意放射性烟羽 γ 场的正反演研究等问题。本书对这些内容从理论和实践上进行了系统研究和总结。两个互换不只是对空间 γ 场,对其他如半无限空间的地面 γ 场和地下全无限空间的 γ 场也应同样适用,甚至于还可应用于其他物理场的研究。

本书是在航空放射性测量应用面不断拓展、理论和实践不断深化的基础上,经过理论探索,不断实践总结而成。全书共分九章。第一、二、七章由卢存恒和刘庆成教授合写;第三、四、五章由卢存恒教授和韩长青高工(研究员级)合写;其余由卢存恒教授独自完成。

在本书写作过程中得到了东华理工学院和核工业航测遥感中心同志们(尤其是科研所顾仁康、侯振荣、胡明考等同志)的大力支持和帮助,他们提出了不少好的修改意见,并提供了实测数据;另外,东华

理工学院张志勇、刘艳阳、张丽娇同志进行了数字计算及文字图表整理,在此一并表示感谢! 由于科学在发展,探索无止境,再加以认识的局限性,书中难免不妥之处,恳请读者批评指正。

作者

2005 年 8 月

目 录

第一章 空间 γ 场计算	1
第一节 空间 γ 场函数	1
第二节 点源 γ 场	2
第三节 线源 γ 场	4
第四节 面源 γ 场	5
一、环状面源 γ 场	5
二、矩形面源 γ 场	6
第五节 体源 γ 场	8
一、锥状体源 γ 场	9
二、楔状体源 γ 场	10
三、柱状体源 γ 场	11
第六节 γ 场的模拟计算	12
一、模拟计算原则	12
二、用 e 的负指数模拟金格函数	12
三、以底面接收模拟底侧面接收	14
四、以点状探测器模拟非点状探测器	16
第二章 空间 γ 场的弹性变化	18
第一节 研究目的	18
一、用大体积源在地面和空中标定航测仪	18
二、以点源对空气吸收系数做动态测定	19
三、以点源网代替面源在地面测定航测仪空中灵敏度	19
四、对航放异常解释的改进	20

五、验证地形影响修正计算·····	20
六、寻找丢失放射源·····	21
七、放射性烟羽的正反演研究·····	21
第二节 场源互换扩大源体 ·····	21
第三节 介质互换缩小场区 ·····	23
第三章 空气对 γ 射线的吸收系数、仪器探测灵敏度、探测效率的测定 ·····	26
第一节 在半无限体源上的测定结果 ·····	26
一、两种模拟方式的对比研究·····	26
二、吸收和衰减系数的关系·····	28
三、测定结果·····	28
第二节 用点源(Cs)测定空气吸收系数 ·····	32
一、测定结果·····	32
二、模拟计算方式不同对测定结果的影响·····	34
第三节 以点源网测定铁板吸收系数及仪器探测灵敏度和探测效率 ·····	36
第四节 在标准模型上测定木板吸收系数及仪器探测灵敏度 ·····	41
第四章 航测仪的体源标定 ·····	47
第一节 国际原子能机构的指导意见和现用标定方法 ·····	47
第二节 六角模型设计 ·····	48
第三节 场源互换及实测结果 ·····	49
第四节 模型饱和度 ·····	52
第五节 空中灵敏度计算和实测对比 ·····	53
第六节 用介质互换测定空中灵敏度 ·····	54
第七节 对比研究 ·····	55
一、对比情况·····	55
二、模型含量修正·····	58

三、地空康普顿散射差别·····	61
第五章 航测仪的面源标定 ·····	63
第一节 用小面源标定航测仪 ·····	63
一、用点状探测器计算·····	63
二、用底面计算时的侧面影响·····	65
三、底面接收空中灵敏度计算·····	68
第二节 用介质互换和点源网对航测仪进行面源标定 ·····	68
一、用点状探测器计算·····	69
二、用平面探测器计算·····	69
第六章 应用场源互换更新航放异常解释 ·····	70
第一节 半无限反演所存在的问题 ·····	70
第二节 矩形反演 ·····	71
一、矩形辐射体的空间 γ 场分布 ·····	71
二、异常半值点宽度和辐射体宽度的关系·····	73
三、空中异常面积和辐射体出露状态的关系·····	73
四、带状反演·····	75
五、矩形反演·····	76
第三节 反演实例 ·····	77
第七章 航放地形影响修正 ·····	80
第一节 修正计算 ·····	80
第二节 水模型 γ 场测定 ·····	81
一、测定目的·····	81
二、测定方法·····	82
三、测定结果·····	83
第三节 结果验证 ·····	85
一、例一·····	85
二、例二·····	87
三、例三·····	89

第八章 寻找丢失源	92
第一节 丢失源定位	92
一、垂直测量定位	92
二、异常半值点宽度定位	93
三、实例	94
第二节 确定源活度	95
第九章 放射性烟羽的羽外监测	96
第一节 监测及互换意义	96
第二节 各点 γ 照射率计算	96
一、计算公式	96
二、不同点位、晶体 γ 照射率	99
第三节 测点计数率的角响应修正	103
第四节 各层各点空中计数率	106
第五节 根据异常半值点宽度确定放射性烟羽宽度	112
第六节 探测烟羽范围及活度	114
附表	116
附表 1 $U(x, 0, 0, \frac{\pi}{2})$ 函数表	116
附表 2 $U(0, y, 0, \frac{\pi}{2})$ 函数表	117
附表 3 $F_1(x)$ 函数表	118
附表 4 $U_1(x, 0, 0, \frac{\pi}{2})$ 函数表	120
附表 5 $U(x, 0, \theta_0, \frac{\pi}{2})$ 函数表	121
附表 6 $U(0, y, \theta_0, \frac{\pi}{2})$ 函数表	124
附表 7 $U_1(x, 0, \theta_0, \frac{\pi}{2})$ 函数表	127

附表 8	$W(x, 0, \phi_0)$ 函数表	130
附表 9	$W(x, 0.5, \phi_0)$ 函数表	131
附表 10	$W(x, 1.0, \phi_0)$ 函数表	132
附表 11	$W(x, 2.0, \phi_0)$ 函数表	133
附表 12	$W(x, 5.0, \phi_0)$ 函数表	134
参考文献		135

第一章 空间 γ 场计算

第一节 空间 γ 场函数

在空间 γ 场计算中对某些特定积分形式以函数表达,如金格函数 $\phi(x)$, F 函数 $F(y)$, E 函数 $E_1(x)$, $E_2(x)$ 等。为了计算需要,在 20 世纪 60 年代又提出了 $U(x, y, \theta_1, \theta_2)$ 及 $W(x, y, \phi_0)$ 函数^{*}。各函数的表达式如下:

$$E_1(x) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-x \sec \theta} \operatorname{tg} \theta d\theta \quad (1.1.1)$$

$$E_2(x) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-x \sec \theta} \sin \theta d\theta \quad (1.1.2)$$

$$F_S(x) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-x \sec \theta} d\theta \quad (1.1.3)$$

$$F(y) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-y \csc \theta} \sin \theta d\theta \quad (1.1.4)$$

$$U(x, y, \theta_1, \theta_2) = \int_{\theta_1}^{\theta_2} e^{-x \sec \theta - y \csc \theta} \sin \theta d\theta \quad (1.1.5)$$

$$W(x, y, \phi_0) = \int_{\phi_0}^{\frac{\pi}{2}} \int_{\arctg y \csc \phi}^{\frac{\pi}{2}} e^{-x \sec \theta - y \csc \theta} \sin \theta d\theta d\phi \quad (1.1.6)$$

为了更加简便、系统地论述,在本书中另定义两个新函数:

$$1. U_1(x, y, \theta_1, \theta_2) = \int_{\theta_1}^{\theta_2} e^{-x \sec \theta - y \csc \theta} \operatorname{tg} \theta d\theta \quad (1.1.7)$$

* 先后发表于参考文献[1,2,3]中。

$$2. U_2(x, y, \theta_1, \theta_2) = \int_{\theta_1}^{\theta_2} e^{-x \sec \theta - y \csc \theta} d\theta \quad (1.1.8)$$

由式(1.1.2)、式(1.1.4)、式(1.1.5)、式(1.1.7)、式(1.1.8)不难看出:

$$U(x, 0, 0, \frac{\pi}{2}) = \phi(x) = E_2(x) \quad (1.1.9)$$

$$U(0, y, 0, \frac{\pi}{2}) = F(y) \quad (1.1.10)$$

$$U_1(x, 0, 0, \frac{\pi}{2}) = E_1(x) \quad (1.1.11)$$

$$U_2(x, 0, 0, \frac{\pi}{2}) = F_s(x) \quad (1.1.12)$$

另按 E 函数性质可得:

$$U(x, 0, 0, \theta) = E_2(x) - \cos \theta E_2(x \sec \theta) \quad (1.1.13)$$

$$U_1(x, 0, 0, \theta) = E_1(x) - E_1(x \sec \theta) \quad (1.1.14)$$

根据各函数定义按特定程序通过计算机计算得各函数 $U(x, 0, 0, \frac{\pi}{2})$ 、 $U(0, y, 0, \frac{\pi}{2})$ 、 $F_s(x)$ 、 $U_1(x, 0, 0, \frac{\pi}{2})$ 、 $U(x, 0, \theta_0, \frac{\pi}{2})$ 、 $U(0, y, \theta_0, \frac{\pi}{2})$ 、 $U_1(x_1, 0, \theta_0, \frac{\pi}{2})$ 、 $W(x, 0, \phi_0)$ 、 $W(x, 0.5, \phi_0)$ 、 $W(x, 1.0, \phi_0)$ 、 $W(x, 2.0, \phi_0)$ 、 $W(x, 5.0, \phi_0)$ ，函数表见附表 1~12。

第二节 点源 γ 场

对点源,在航空放射性测量中源所产生的 γ 场强以 Bq/m^2 表示。仪器所测场强为每秒计数,以 cps 表示。对点源,仪器接收的计数率为 N ,有

$$N = \frac{S_p K}{r^2} e^{-\mu r} \quad (1.2.1)$$

式中, S_p ——源活度(Bq);

S_p/r^2 ——场强(Bq/m²)；

K ——探测器灵敏度,表示在无吸收情况下,仪器所接收到的每单位场强所产生的每秒计数(cps/(Bq/m²))；

r ——源到探测器间距离(m)；

μ ——线有效吸收系数(m⁻¹)。

对单能射线(窄束) γ 射线与介质相互作用是呈 e 的负指数规律吸收的,在实际测量中探测器晶体接收射线的能量范围不能过小(否则探测灵敏度过低),而具有一定道宽,测量的对象又非单能射线,且探测器体积较大,即为宽束 γ 射线。对宽束 γ 射线被介质吸收并不严格按 e 的负指数变化,也就是说 μ 并不是常数,它不仅与单能窄束射线的 μ 值不同,而且随射线穿透吸收层的厚度不同而改变。一般情况下,在一定高度范围内变化幅度不大,可取实测平均值进行模拟计算。有一点必须明确指出,在宽束测量情况下多年来的实测数据统计结果表明不能用窄束 γ 射线的吸收系数来代替进行 γ 场计算。例如对Y-5飞机GR-800D型航测仪K,U,Th道空气的质量吸收系数分别为0.0410 cm²/g,0.0352 cm²/g,0.0312 cm²/g,而其相应道(能量各为1.46 MeV,1.76 MeV,2.62 MeV)的窄束 γ 射线的质量吸收系数则为0.0526 cm²/g,0.0480 cm²/g,0.0390 cm²/g,与实际相差各达28.3%,36.4%,25.0%。另对Cs源实测宽束和窄束也有显著差别。

当探测器晶体呈扁平状,用底面接收计算时式(1.2.1)改为式(1.2.2)：

$$N = \frac{S_p A F \cos \theta}{4\pi r^2} e^{-\mu r} \quad (1.2.2)$$

式中, A ——晶体底面积(m²)；

F ——探测效率(仪器接收和射入的计数率比,cps/Bq)；

θ ——探测器晶体底面法线与人射射线方向的夹角；

S_p, μ, r 代表意义与式(1.2.1)同。

当侧面接收影响必须考虑时,式(1.2.2)应改变,对探测器侧面接收,式(1.2.2)内 $A\cos\theta$ 将改为 $B\sin\theta$,有

$$N = \frac{S_p FB \sin\theta}{4\pi r^2} e^{-\mu r} \quad (1.2.3)$$

式中, B ——侧面积。

第三节 线源 γ 场

对线源 γ 场,点状探测器,按(1.2.1)式计算,有一线源(长无限,线活度 S_1)如图 1.3.1。取源中心为 D ,铅垂向上取一点 O ($OD=H$),在源上任取一点 P ($DP=x$), OD 与 OP 夹角为 θ , $OP=r$,则 P 处线元 dx ,在 O 点所产生的 γ 照射率为

$$dN = \frac{S_1 dx K}{r^2} e^{-\mu r} \quad (1.3.1)$$

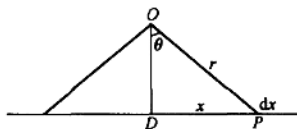


图 1.3.1 线源 γ 场计算图

由于 $x = H \tan\theta$, $r = H \sec\theta$, 则 $dx = H \sec^2\theta d\theta$, 代入式(1.3.1)得

$$dN = \frac{S_1 K}{H} e^{-\mu H \sec\theta} d\theta \quad (1.3.2)$$

由式(1.1.3),对式(1.3.2)积分得

$$N = \frac{2S_1 K}{H} \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-\mu H \sec\theta} d\theta = \frac{2S_1 K}{H} F_s(\mu H) \quad (1.3.3)$$

对探测器底面接收,按式(1.2.2)计算,有

$$dN = \frac{S_1 dx A \cos\theta F}{4\pi r^2} e^{-\mu r} \quad (1.3.4)$$

同样, 由于 $x = H \tan \theta, r = H \sec \theta$, 则 $dx = H \sec^2 \theta d\theta$, 代入式(1.3.4)得

$$dN = \frac{S_1 A F}{4\pi H} e^{-\mu H \sec \theta} \cos \theta d\theta \quad (1.3.5)$$

令 $\phi = \frac{\pi}{2} - \theta$, 则 $\cos \theta = \sin \phi, \sec \theta = \csc \phi, d\theta = -d\phi$, 则式(1.3.5)

改为

$$dN = \frac{S_1 A F}{4\pi H} e^{-\mu H \csc \phi} \sin \phi d\phi \quad (1.3.6)$$

又 $\theta = 0$ 时, $\phi = \frac{\pi}{2}$, $\theta = \frac{\pi}{2}$ 时 $\phi = 0$, 则

$$N = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} dN(\theta) = 2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} -dN(\phi) = \frac{S_1 A F}{2\pi H} \int_0^{\frac{\pi}{2}} e^{-\mu H \csc \phi} \sin \phi d\phi \quad (1.3.7)$$

按 $F(y)$ 函数定义式(1.1.4)有

$$N = \frac{S_1 A F}{2\pi H} F(\mu H) \quad (1.3.8)$$

对侧面接收, 与底面接收的不同之处只是在于将底面面积 A 改为侧面面积 B , 和 A 乘以 $\cos \theta$ 改为 B 乘以 $\sin \theta$ 上, 得

$$dN = \frac{S_1 B F}{4\pi H} e^{-\mu H \sec \theta} \sin \theta d\theta \quad (1.3.9)$$

积分得

$$N = \frac{S_1 B F}{2\pi H} F(\mu H) \quad (1.3.10)$$

第四节 面源 γ 场

一、环状面源 γ 场

对面源首先考虑点状接收。有环状面源(面活度为 S_A , 内外半径各为 R_1, R_2), 如图 1.4.1 所示。

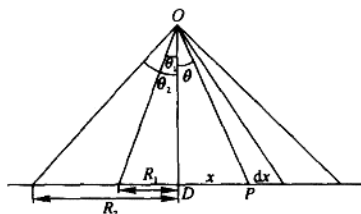


图 1.4.1 面源 γ 场计算图

取中心为 D , P 点取于 R_1, R_2 之间, R_1, R_2 对应的半张角为 θ_1, θ_2 , 其他与(1.3.1)式中假设相同。则在 P 点处环状小面积源 $S_A \cdot 2\pi x dx$ 在 O 点处所产生的 γ 照射率为

$$dN = \frac{S_A 2\pi x dx K}{r^2} e^{-\mu r} \quad (1.4.1)$$

由于 $x = H \tan \theta, r = H \sec \theta, dx = H \sec^2 \theta d\theta$, 代入式(1.4.1)得

$$dN = 2\pi S_A K e^{-\mu H \sec \theta} \tan \theta d\theta \quad (1.4.2)$$

积分, 由式(1.1.7)得

$$N = 2\pi S_A K U_1(\mu H, 0, \theta_1, \theta_2) \quad (1.4.3)$$

对底面接收, 由式(1.2.2)得

$$dN = \frac{S_A A F}{2} e^{-\mu H \sec \theta} \sin \theta d\theta \quad (1.4.4)$$

积分, 由式(1.1.5)得

$$N = \frac{S_A A F}{2} U(\mu H, 0, \theta_1, \theta_2) \quad (1.4.5)$$

对面源 γ 场, 暂不考虑侧面接收的 γ 场计算。

二、矩形面源 γ 场

对矩形面源 γ 场现只是初步应用, 暂只考虑底面接收情况。

如图 1.4.2, 有矩形面源, 宽度为 h , 长度为 $2l$, 源内任一点 P , 过

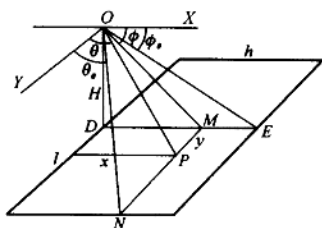


图 1.4.2 矩形面源 γ 场计算图

P 作 MN 线平行 Y 轴交 X 轴于 M , 下部边界于 N 。令 $\angle YON = \theta_0$, $\angle XO E = \phi_0$, 则有

$$\left. \begin{aligned} \theta_0 &= \arctg\left(\frac{H}{l} \csc \phi\right) \\ \phi_0 &= \arctg\left(\frac{H}{h}\right) \end{aligned} \right\} \quad (1.4.6)$$

式中 H 为源面距探测器中心 O 点高度, OD 垂直源面, $OD = H$ 。对矩形面源, 不单对铅直方向的 θ 角做射线入射方向与底面法线交角不垂直的修正, 同时对水平方向的 ϕ 角也应做相应修正。探测器晶体底面面积为 A , 如 α, β 为入射射线与 A 的法线 OD 的夹角, 则该方向上 A 的垂直截面积为 $A \cos \alpha \cos \beta$, 由图 1.4.2 知 $\alpha = \frac{\pi}{2} - \theta, \beta = \phi$, 则按 (1.2.1) 式 P 处小面元 $dx dy$ 在 O 点产生的 γ 照射率为

$$dN = \frac{S_A dx dy A \sin \theta \cos \phi F}{4 \pi r^2} e^{-\mu r} \quad (1.4.7)$$

式中, S_A ——源面活度;

F, A, r, μ 均同式 (1.2.1)。

由图 1.4.2 知