

电测深数值计算和解释入门

姚文斌 编著



地震出版社

电测深数值计算和解释入门

姚文斌 编著

地震出版社

1989

内 容 简 介

本书是一本关于直流电测深数值计算和解释方法的基础读物。书中对直流电测深的基本理论, 数字线性滤波法原理, 电测深滤波器的设计, 视电阻率理论曲线的计算, 电测深资料的反演解释等问题作了系统的介绍和详细的说明。书中还附有一些计算机程序和计算、解释实例。

本书适合具有中专以上文化程度的地球物理勘探工作者阅读, 也可供地球物理、地质、地震、水文、石油、煤田、工程勘察等有关专业的工程技术人员、科研工作者和大专院校师生参考。

电测深数值计算和解释入门

姚文斌 编著

责任编辑: 李 俊

地 震 出 版 社 出 版

北京复兴路 63 号

国防大学第一印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行

全国各地新华书店经售

850×1168 1/32 6.75印张 181千字

1989年8月第一版 1989年8月第一次印刷

印数 0001—1200

ISBN 7-5028-0212-6/T·4

(600) 定价: 3.00 元

目 录

序	(1)
第一章 电测深的几个基本问题	(3)
第一节 电测深法的测量装置类型	(3)
第二节 水平层状大地中的电位分布	(8)
第三节 电阻率转换函数及其递推关系式	(14)
第四节 视电阻率函数	(18)
第二章 电测深计算的数字线性滤波法原理	(23)
第一节 数字线性滤波法的基本概念	(23)
第二节 视电阻率公式所表达的线性滤波器	(27)
第三节 连续函数的离散化——采样定理的应用	(28)
第四节 电测深计算的数字线性滤波公式	(32)
第三章 设计电测深滤波器的方法	(36)
第一节 直接积分法	(36)
第二节 傅里叶变换法	(38)
第三节 用于设计和检验电测深滤波器的辅助函数	(41)
第四节 滤波器的位移	(45)
第五节 各种滤波函数及其频谱之间的关系	(46)
第六节 最小二乘法及其程序	(48)
第七节 汉克尔变换法提要	(58)
第四章 视电阻率理论曲线的计算	(60)
第一节 用线性滤波法计算视电阻率理论曲线	(60)
第二节 一些常用的滤波器	(63)
第三节 用线性滤波法计算视电阻率的程序	(71)
第四节 计算视电阻率理论曲线的其它方法	(79)

第五节	小结	(82)
第五章	线性滤波法用于电测深正演计算的某些发展	(85)
第一节	用零阶贝塞尔函数滤波器计算各种电极 装置视电阻率	(85)
第二节	用理论对称四极装置滤波器计算各种电极 装置视电阻率	(90)
第三节	用线性滤波法计算水平层状介质中的电位、 电场强度和电流密度	(92)
第四节	线性滤波法在激发极化测深中的应用	(94)
第六章	电测深资料解释概述	(96)
第一节	水平地层上电测深曲线的性质	(96)
第二节	电测深资料的整理和定性解释	(102)
第三节	电测深曲线的数值解释方法概述	(107)
第四节	由视电阻率采样值计算电阻率转换 采样值的方法	(111)
第七章	叠代解释方法	(118)
第一节	非自动叠代解释方法	(118)
第二节	自动叠代解释的最速下降方法	(129)
第三节	自动叠代解释的阻尼最小二乘法	(135)
第四节	自动叠代解释的一种经验方法	(161)
第五节	小结	(181)
第八章	直接解释方法	(182)
第一节	基本原理	(182)
第二节	直接解释方法采用的一些措施	(184)
第三节	直接自动解释程序和解释实例	(188)
参考文献		(209)

序

直流电测深方法是最常用、最成熟的地球物理勘探方法。它在地质构造探测，地下水、能源（石油、天然气、地热、煤田）及矿产资源勘探，天然地震研究，工程勘察等领域得到了广泛的应用。

自 1912 年施伦贝尔热首次进行电测深工作以来的 70 多年时间里，直流电测深方法的理论和技术不断发展和完善。70 年代初，格霍什将数字线性滤波方法引入到电测深领域，引起电测深数值计算和解释方法的重大变革，促进了电测深方法的发展。这种新的数值计算和解释方法于 70 年代末引入我国，立即引起广大地球物理勘探工作者的关注。仅经过几年时间，数字线性滤波方法已经在许多野外队、科研机构、大专院校得到了广泛应用，取得了可喜的进展。

虽然有关电测深数值计算和解释的文章、程序很多，但它们分散于各种不同的杂志和书籍中，而且都比较专门。对于初学者，要想系统掌握这种计算和解释方法，存在着很大困难。即使有一定基础的人，要想对这种方法有一个全面的、深入的理解，也要花费很大精力。因此，编写一本系统论述和介绍电测深数值计算和解释方法的专著，无论是对初学者，还是对有一定基础想进一步提高的人都是很必要的。

本书是关于电测深数值计算和解释方法的入门性读物。书中从电测深最基本的概念和原理讲起，系统地论述了电测深计算的数字线性滤波法原理，设计电测深滤波器的方法，视电阻率曲线的计算方法及其发展和改进，电测深资料的几种反演解释方法，并附有若干必要的计算机程序和计算实例，为了初学者和野外工作者的需要，本书提供的程序都是 PC-1500 计算机程序，且程

序都比较基本。

本书首先考虑到初学者的需要，以初学者容易读懂和理解为目标。本书在写法上尽可能深入浅出，尽可能系统、连贯，在某些难懂的地方尽可能交代得细致些，而在篇幅和字数上尽可能压缩。我们的首要目的是：初学者通过本书学习，能够对电测深数值计算的解释方法有一个系统了解，能够基本掌握这种方法，能够借助书中提供的程序使用这种方法。

除了入门性、基础性之外，本书还注重了内容的严谨性和新颖性。书中对近几年出现的新思想、新观点、新理论，包括作者的一些研究工作，都作了简单介绍。因此，对于已经掌握了这门方法技术，具有相当基础的人来说，通过本书学习，也会得到启迪和提高。这是我们编写本书的目的之二。

尽管我们作了很大努力，读者可能还会感到本书存在某些难懂的地方。首先，本书是针对具有地球物理专业中专以上文化程度的读者编写的。不具备这一程度的读者可以一边学习本书，一边学习有关电测深和数据处理的基础知识，经过努力就可以读懂本书的基本内容。读不懂的另一个原因，可能是进度太快，对前面的内容没有消化理解。遇到这种情况，读者应该从头进行学习，循序渐进。

如果能够象我们所期望的那样：初学者通过学习本书，基本掌握了电测深数值计算和解释方法；水平较高的人通过学习本书，对这一方法更加熟悉，有所启迪和提高，我们就会感到极大的欣慰。

在本书写作过程中傅良魁教授给予作者积极支持、悉心指导和大力帮助。本书的出版得到了河南省地震局，以及郭世琪、骆鸣津、孟宪东、李廷栋、刘联璋等同志的资助。作者向他们表示衷心的感谢。

欢迎读者和我们交换意见，欢迎各有关专业的科技干部和专家对本书提出批评意见和改进建议。

第一章 电测深的几个基本问题

第一节 电测深法的测量装置类型

电测深法是研究指定场地的岩层电阻率随深度变化的一种地球物理勘探方法。本书将讲述直流电测深的数值计算和解释方法。

为了探测岩层电阻率随深度的变化，必须选择适当的电极装置类型和测量时电极的扩展方式，以便在某点的一系列测量中测得的电位差受到不同深度岩层电阻率的影响。下面简单介绍电测深中常用的测量装置类型、电极扩展方式和装置系数。

一、对称四极装置

对称四极装置是电测深中最常用的一种装置。供电电极 A 、 B 和测量电极 M 、 N 对称地排列于测量点 O 的两侧，且在同一条直线上(如图 1.1.1(a)所示)。工作时逐渐扩大 AB 之间的距离。

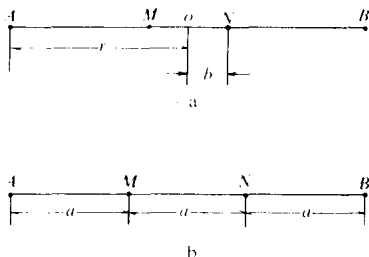


图 1.1.1 对称四极装置、温纳装置示意图

(a) 对称四极装置；(b) 温纳装置

在对称四极装置中，勘探深度和供电极距 AB 的大小成正比。用小的 AB 测量，主要反映浅部岩层性质；用大的 AB 测量，可以反映深部岩层性质。用一系列大小不等的 AB 极距在同一点上进行测量，可测得相应的一系列视电阻率值。把每一测点的一组测量结果标绘在双对数坐标纸上(横坐标以 $AB/2$ 为变量，纵坐标以视电阻率 ρ_s 为变量)就得到该测点的电测深曲线。电测深曲线反映了测点下岩层电阻率随深度的变化。

通常所说的对称四极装置是指 $MN \ll AB$ 的对称四极装置。国外称之为施伦贝尔热(Schlumberger)装置。本书所述的对称四极装置的计算和解释，除特殊说明者外都是指 $MN \ll AB$ 的情况。对称四极装置的视电阻率记为 ρ_s 。

在实际工作中，为了满足 $MN \ll AB$ ， MN/AB 之值不应太大。一般在测量开始时取 MN/AB 等于三分之一，然后固定 MN ，不断增大 AB 进行测量。当 MN/AB 之值减小到 $1/20$ — $1/50$ 时，就必须增大 MN 。否则 MN 测得的电位差太小而不能保证足够的精度。在两种 MN 交替处，同一 AB 对两种 MN 都要进行观测。这是最常用的对称四极装置的一种野外电极扩展方式。图 1.1.2 示出了利用这种电极扩展方式得到的一条电测深曲线。在改变 MN 的“接头点”处，曲线出现脱节。

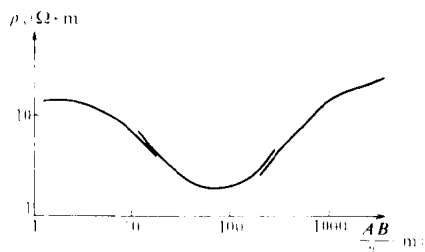


图 1.1.2 对称四极电测深 ρ_s 曲线图

另一种电极扩展方式是 MN/AB 保持定值, AB 和 MN 同步增加, 这种方式称为等比测深。例如, 我国煤炭系统常采用 $MN/AB=1/8$, 水文系统常采用 $MN/AB=1/5$ 的扩展方式。用这种电极扩展方式测得的电测深曲线是一条连续曲线。

对称四极装置的装置系数为:

$$K = \pi \frac{(r^2 - b^2)}{2b} \quad (1.1.1)$$

二、温纳装置

$MN/AB=1/3$ 的对称四极装置称为温纳(Wenner)装置(如图 1.1.1(b)所示)。该装置两相临电极之间的距离相等: $AM=MN=NB=a$, 故也有人称其为等距电测深。

温纳装置测得的视电阻率记为 ρ_{sw} 。温纳装置电测深曲线的横坐标以 a 为变量。记录点在 MN 中间。

温纳装置的装置系数为:

$$K = 2\pi a \quad (1.1.2)$$

温纳装置比常用对称四极装置的优越性在于: 由于它的测量极距 MN 较大, 故测得的电位差较大, 测量精度较高; 同时电测深曲线连续, 没有“接头点”存在。温纳装置的缺点在于: 地表不均匀体的存在对周围的电场分布产生畸变, 温纳装置每次测量都要移动 MN , 因此电场畸变对每次测量的影响都不一样, 无法在电测深曲线上识别和估计出电场畸变的影响。等比测深也存在这一缺点。而对称四极装置对于一系列 AB , MN 保持不变。当地表不均匀体尺寸小于供电极距 AB 时, 地表不均匀体产生的视电阻率相对误差对于这一系列 AB 都是一样的, 因而易于识别和消除。

三、偶极装置

当供电极距 AB 和测量极距 MN 大大小于这两对电极之间的距离时, AB 称为供电偶极, MN 称为测量偶极, 两个偶极形成的装置称为偶极装置。通常使用以下四种偶极装置类型: 方位

偶极，径向偶极，平行偶极，垂直偶极。图 1.1.3 绘出了这四种偶极装置示意图。

还有两种特殊情况： θ 角等 90° 的方位偶极和平行偶极又称为赤道偶极装置， θ 角等于零度的径向偶极和平行偶极装置又称为极向偶极或轴向偶极装置。

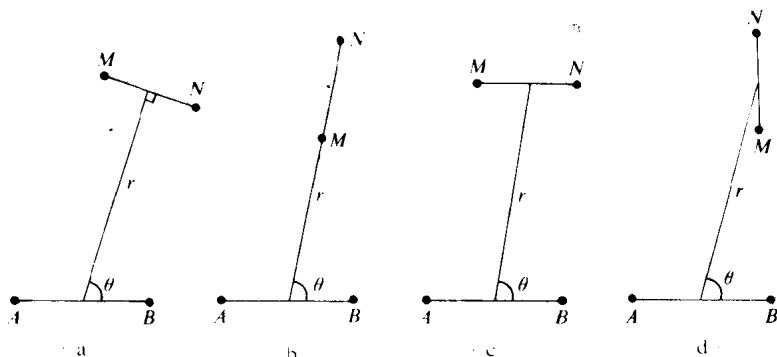


图 1.1.3 电测深偶极装置类型示意图

- (a) 方位偶极； (b) 径向偶极；
(c) 平行偶极； (d) 垂直偶极

偶极装置是利用逐渐增加两偶极的中心距来增加勘探深度的。偶极装置电测深曲线的横纵标是以两偶极中心距为变量的。偶极测深的记录点可取在 MN 的中点或 AB 的中点，也可取在两偶极的中间。这要依具体情况和工作者的习惯而定。偶极测深视电阻率用 ρ_{sd} 表示。

在进行深部研究时常使用偶极装置。这是因为它需要的电缆短，工作起来较方便。但是当探测深度很大时，偶极装置测得的电位差相当小。这是因为偶极建立的电场以距离的负三次方衰减，而点源电场以距离的负二次方衰减。

轴向偶极的装置系数为：

$$K = \pi \cdot AM \cdot \left[\left(\frac{AM}{MN} \right)^2 - 1 \right]. \quad (1.1.3)$$

赤道偶极的装置系数为:

$$K = \pi \cdot \frac{AM \cdot AN}{AN - AM}. \quad (1.1.4)$$

四、二极装置

当供电电极 B 和测量电极 N 分别位于测线两边很远时, 这种电极装置就称为二极装置, 如图 1.1.4 所示。二极装置电测深曲线横坐标以 A 、 M 之间的距离 r 为变量。二极装置视电阻率记为 ρ_{st} 。

二极装置的装置系数为:

$$K = 2\pi r. \quad (1.1.5)$$

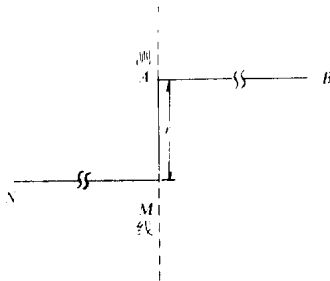


图 1.1.4 二极装置示意图

五、小结

上面介绍了几种常用的电测深装置类型。在实际工作中, 还可能使用其它电极装置。但不论何种电极装置都是图 1.1.5 所示的通用电极装置的一个特例。

通用电极装置的装置系数为:

$$K = 2\pi \left[\frac{1}{AM} - \frac{1}{AN} - \frac{1}{BM} + \frac{1}{BN} \right]^{-1}. \quad (1.1.6)$$

上述各装置的装置系数均可由(1.1.6)式导出。

电法勘探的基本原理告诉我们，视电阻率可由下式求得：

$$\rho_s = K \frac{\Delta V}{I}.$$

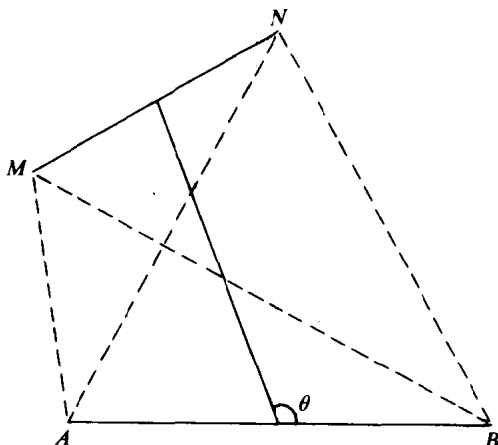


图 1.1.5 通用电极装置示意图

式中， K 为装置系数， ΔV 是 M 、 N 测得的电位差， I 为供电电流强度。要得到视电阻率的计算公式，关键要求得 ΔV 的表达式。在本章以下几节中，我们将首先导出水平层状大地表面点电流源产生的电位表达式，进而推导出核函数和电阻率转换函数的递推关系式，最后求得各种装置视电阻率函数的具体表达式。

第二节 水平层状大地中的电位分布

本节给出水平层状大地表面一个点电流源所产生的电位。两个点电流源产生的电位可以通过叠加获得。

本节推导所用的水平层状大地模型如图 1.2.1 所示。对该模型我们作如下几点说明：

1. 模型由 n 层具有水平分界面的地层组成。第 n 层厚度为

无穷大，其余各层厚度 $h_1, h_2, \dots, h_{n-1}$ 均有限。 H_i 表示第 i 层介质下界面埋深。

2. 各层介质在电学性质上都是均匀、各向同性的。

3. 地层中的电场是由位于地表 A 处的一点电流源产生的。该点电流源向地下供直流电，电流强度为 I 。

该模型虽然和实际情况有所偏离，但仍被广大地球物理工作者所采用。对具体推导无兴趣的读者可直接看本节最后的结果。

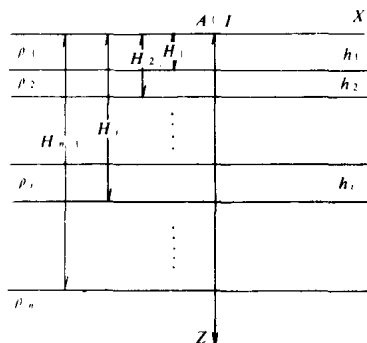


图 1.2.1 水平层状大地模型

大家知道，稳定电流场的电位满足拉普拉斯方程：

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0. \quad (1.2.1)$$

在我们所取模型情况下，电位 V 对于通过点源 A 与地面垂直的轴线呈圆柱对称分布。若取柱坐标系， A 为坐标原点， Z 轴垂直向下， r 沿地表平行层面，则拉普拉斯方程(1.2.1)就可写成：

$$\frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0. \quad (1.2.2)$$

上式的通解为

$$V = \int_0^\infty [A'(\lambda)e^{-\lambda z} + B'(\lambda)e^{\lambda z}] J_0(\lambda r) d\lambda. \quad (1.2.3)$$

式中, λ 为积分变量, 具有长度倒数纲; $A'(\lambda)$ 、 $B'(\lambda)$ 为 λ 的函数; r 为测点到 Z 轴的水平距离; J_0 为第一类零阶贝塞尔函数。

大家知道, 置于均匀大地表面的点电流源 I 产生的电位为:

$$V = \frac{I\rho_1}{2\pi} \frac{1}{\sqrt{r^2 + z^2}}. \quad (1.2.4)$$

式中, ρ_1 是均匀大地电阻率。利用韦伯—李普西茨积分公式:

$$\int_0^\infty e^{-\lambda z} J_0(\lambda r) d\lambda = \frac{1}{\sqrt{r^2 + z^2}}.$$

则(1.2.4)式就变为:

$$V = \frac{I\rho_1}{2\pi} \int_0^\infty e^{-\lambda z} J_0(\lambda z) d\lambda. \quad (1.2.5)$$

将均匀大地点电流源电位表达式(1.2.5)作为单独一项写进水平层状大地点源电位表达式中, 则微分方程(1.2.2)的通解(1.2.3)便改写为:

$$V = \frac{I\rho_1}{2\pi} \int_0^\infty [e^{-\lambda z} + A(\lambda)e^{-\lambda z} + B(\lambda)e^{\lambda z}] J_0(\lambda r) d\lambda. \quad (1.2.6)$$

该式对于地下各层均成立。对第 i 层而言, 层中电位可写成:

$$V_i = \frac{I\rho_1}{2\pi} \int_0^\infty [e^{-\lambda z} + A_i(\lambda)e^{-\lambda z} + B_i(\lambda)e^{\lambda z}] J_0(\lambda r) d\lambda. \quad (1.2.7)$$

式中的 $A_i(\lambda)$ 、 $B_i(\lambda)$ 由边界条件决定。

一、满足边界条件的电位解

水平层状大地点电流源的稳定电流场满足以下边界条件:

1. 地下各层分界面处电位连续, 即:

$$V_i = V_{i+1} \quad \text{当 } z = H_i. \quad (1.2.8a)$$

2. 地下各层分界面处电流密度法向分量连续, 即:

$$\frac{1}{\rho_i} \frac{\partial V_i}{\partial z} = \frac{1}{\rho_{i+1}} \frac{\partial V_{i+1}}{\partial z} \quad \text{当 } z = H_i. \quad (1.2.8b)$$

3. 在地表,除了电源的无穷小邻域外, 电流密度法向分量

等于零, 即:

$$\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial V_1}{\partial z} = 0 \quad \text{当 } z = 0. \quad (1.2.8c)$$

4. 在电流源附近, 电位以 $\rho_1 I / (2\pi\sqrt{r^2 + z^2})$ 的方式趋于无穷大. (1.2.8d)

5. 在最下层中:

$$V_n \rightarrow 0 \quad \text{当 } z \rightarrow \infty. \quad (1.2.8e)$$

据(1.2.7)式, 第一层电位可写成:

$$V_1 = \frac{I\rho_1}{2\pi} \left\{ \frac{1}{\sqrt{r^2 + z^2}} + \int_0^\infty [A_1(\lambda)e^{-\lambda z} + B_1(\lambda)e^{\lambda z}] J_0(\lambda r) d\lambda \right\}.$$

依据边界条件(1.2.8e), 应有:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial V_1}{\partial z} \right)_{z=0} &= \left\{ \frac{I\rho_1 z}{2\pi(r^2 + z^2)^{3/2}} \right. \\ &\quad \left. + \frac{I\rho_1}{2\pi} \int_0^\infty [-A_1(\lambda)e^{-\lambda z} + B_1(\lambda)e^{\lambda z}] J_0(\lambda r) \lambda d\lambda \right\}_{z=0} \\ &= \frac{I\rho_1}{2\pi} \int_0^\infty [B_1(\lambda) - A_1(\lambda)] J_0(\lambda r) \lambda d\lambda = 0. \end{aligned}$$

要使上式成立, 必须有 $A_1(\lambda) = B_1(\lambda)$.

边界条件(1.2.8e)要求最下层中函数 $B_n(\lambda) = 0$. 这是因为当 $z \rightarrow \infty$ 时, $e^{\lambda z} \rightarrow \infty$, 要使 $V_n \rightarrow 0$, 必须有 $B_n(\lambda) = 0$.

这样, 水平层状大地各层中的电位表达式(1.2.7)可由以下三个方程表达:

$$V_1 = \frac{I\rho_1}{2\pi} \int_0^\infty [e^{-\lambda z} + A_1(\lambda)(e^{-\lambda z} + e^{\lambda z})] J_0(\lambda r) d\lambda, \quad (1.2.9)$$

$$V_i = \frac{I\rho_1}{2\pi} \int_0^\infty [e^{-\lambda z} + A_i(\lambda)e^{-\lambda z} + B_i(\lambda)e^{\lambda z}] J_0(\lambda r) d\lambda, \quad (1.2.10)$$

$$i = 2, \dots, n-1$$

$$V_n = \frac{I\rho_1}{2\pi} \int_0^\infty [e^{-\lambda z} + A_n(\lambda)e^{-\lambda z}] J_0(\lambda r) d\lambda. \quad (1.2.11)$$

依据边界条件(1.2.8a)和(1.2.8b)可以得到下面的方程组:

$$\begin{aligned}
 & \int_0^r A_1(\lambda) [e^{-\lambda H_1} + e^{\lambda H_1}] J_0(\lambda r) d\lambda \\
 &= \int_0^\infty [A_2(\lambda) e^{-\lambda H_1} + B_2(\lambda) e^{\lambda H_1}] J_0(\lambda r) d\lambda, \\
 & \frac{1}{\rho_1} \int_0^\infty [e^{-\lambda H_1} + A_1(\lambda) (e^{-\lambda H_1} - e^{\lambda H_1})] J_0(\lambda r) \lambda d\lambda \\
 &= \frac{1}{\rho_2} \int_0^\infty [e^{-\lambda H_1} + A_2(\lambda) e^{-\lambda H_1} - B_2(\lambda) e^{\lambda H_1}] J_0(\lambda r) \lambda d\lambda, \\
 & \dots \dots \dots \\
 & \int_0^\infty [e^{-\lambda H_i} + A_i(\lambda) e^{-\lambda H_i} + B_i(\lambda) e^{\lambda H_i}] J_0(\lambda r) d\lambda \\
 &= \int_0^\infty [e^{-\lambda H_i} + A_{i+1}(\lambda) e^{-\lambda H_i} + B_{i+1}(\lambda) e^{\lambda H_i}] J_0(\lambda r) d\lambda, \\
 & \frac{1}{\rho_i} \int_0^\infty \{ [1 + A_i(\lambda)] e^{-\lambda H_i} - B_i(\lambda) e^{\lambda H_i} \} J_0(\lambda r) \lambda d\lambda \\
 &= \frac{1}{\rho_{i+1}} \int_0^\infty \{ [1 + A_{i+1}(\lambda)] e^{-\lambda H_i} - B_{i+1}(\lambda) e^{\lambda H_i} \} J_0(\lambda r) \lambda d\lambda, \\
 & \dots \dots \dots \\
 & \int_0^\infty [e^{-\lambda H_{n-1}} + A_{n-1}(\lambda) e^{-\lambda H_{n-1}} + B_{n-1}(\lambda) e^{\lambda H_{n-1}}] J_0(\lambda r) d\lambda \\
 &= \int_0^\infty [e^{-\lambda H_{n-1}} + A_n(\lambda) e^{-\lambda H_{n-1}}] J_0(\lambda r) d\lambda, \\
 & \frac{1}{\rho_{n-1}} \int_0^\infty \{ [1 + A_{n-1}(\lambda)] e^{-\lambda H_{n-1}} - B_{n-1}(\lambda) e^{\lambda H_{n-1}} \} J_0(\lambda r) \lambda d\lambda \\
 &= \frac{1}{\rho_n} \int_0^\infty [1 + A_n(\lambda)] e^{-\lambda H_{n-1}} J_0(\lambda r) \lambda d\lambda.
 \end{aligned}$$

要使上面方程组对于任意 r 值都成立, 必须有:

$$\begin{aligned}
 & A_1(\lambda) (e^{-\lambda H_1} + e^{\lambda H_1}) - A_2(\lambda) e^{-\lambda H_1} - B_2(\lambda) e^{\lambda H_1} = 0, \\
 & A_1(\lambda) \rho_2 (e^{\lambda H_1} - e^{-\lambda H_1}) + A_2(\lambda) \rho_1 e^{-\lambda H_1} - B_2(\lambda) \rho_1 e^{\lambda H_1}
 \end{aligned}$$