



# (12) 发明专利

(10) 授权公告号 CN 110346835 B

(45) 授权公告日 2020.11.17

(21) 申请号 201910663567.X

(22) 申请日 2019.07.22

(65) 同一申请的已公布的文献号  
申请公布号 CN 110346835 A

(43) 申请公布日 2019.10.18

(73) 专利权人 中国科学院地球化学研究所  
地址 550081 贵州省贵阳市观山湖区林城西路99号

(72) 发明人 肖调杰 王赞 李红谊 景建恩

(74) 专利代理机构 北京超凡宏宇专利代理事务所(特殊普通合伙) 11463

代理人 赵李

(51) Int. Cl.

G01V 3/08 (2006.01)

G01V 3/38 (2006.01)

(56) 对比文件

CN 109977585 A, 2019.07.05

US 7894989 B2, 2011.02.22

CN 104102814 A, 2014.10.15

CN 104360404 A, 2015.02.18

CN 106980736 A, 2017.07.25

蔡义宇等. 二维大地电磁各向异性参数对视电阻率的影响研究.《地球物理学进展》.2019, 1-11.

审查员 邓晓蓓

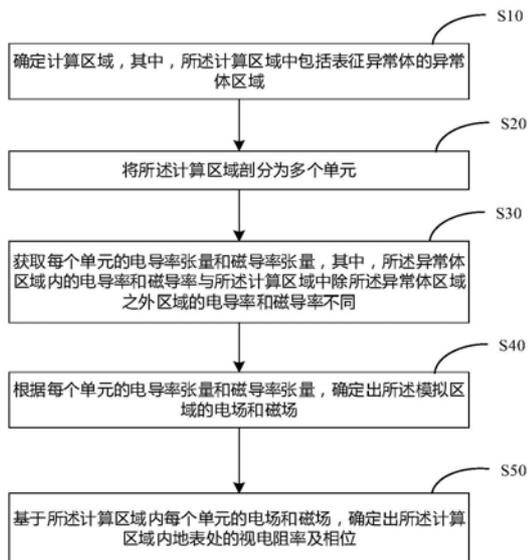
权利要求书3页 说明书14页 附图3页

(54) 发明名称

大地电磁的正演方法、正演系统、存储介质及电子设备

(57) 摘要

本申请提供一种大地电磁的正演方法、正演系统、存储介质及电子设备,方法包括:确定计算区域,计算区域包括异常体区域;将计算区域剖分为多个单元;获取每个单元的电导率张量和磁导率张量,其中,异常体区域内的电导率和磁导率与计算区域中除异常体区域之外的区域不同;进一步确定出计算区域的电场和磁场;从而确定出计算区域内地表处的视电阻率及相位。通过将电导率和磁导率的各向异性考虑进正演方法中,可以定量分析电导率与磁导率各向异性对大地电磁响应的影响,而应用该方法的正演系统与大地电磁实际的电磁响应情况更加吻合,能够为三维大地电磁电导率与磁导率各向异性反演提供基础,因而应用范围也能够更加广泛。



1. 一种大地电磁的正演方法,其特征在于,包括:

确定计算区域,其中,所述计算区域中包括表征异常体的异常体区域;

将所述计算区域剖分为多个单元;

获取每个单元的电导率张量和磁导率张量,其中,所述异常体区域内的电导率和磁导率与所述计算区域中除所述异常体区域之外区域的电导率和磁导率不同;

根据每个单元的电导率张量和磁导率张量,确定出所述计算区域的电场和磁场;

基于所述计算区域的电场和磁场,确定出所述计算区域内地表处的视电阻率及相位;

其中,获取每个单元的电导率张量和磁导率张量,包括:

获取所述计算区域内每个单元的主轴各向异性坐标系中x”主轴方向的电导率 $\sigma_1$ 、y”主轴方向的电导率 $\sigma_2$ 、z’主轴方向的电导率 $\sigma_3$ ,并获取三次欧拉旋转过程中每次旋转的角度 $\alpha_S$ 、 $\alpha_D$ 和 $\alpha_L$ ,以及,获取所述计算区域内每个单元的主轴各向异性坐标系中x”主轴方向的磁化率 $\chi_1$ 、y”主轴方向的磁化率 $\chi_2$ 、z’主轴方向的磁化率 $\chi_3$ ,并获取三次欧拉旋转过程中每次旋转的角度 $\beta_S$ 、 $\beta_D$ 和 $\beta_L$ ;根据每个单元的 $\sigma_1$ 、 $\sigma_2$ 、 $\sigma_3$ 、 $\alpha_S$ 、 $\alpha_D$ 和 $\alpha_L$ ,确定出每个单元的电导率张量,以及,根据每个单元的 $\chi_1$ 、 $\chi_2$ 、 $\chi_3$ 、 $\beta_S$ 、 $\beta_D$ 和 $\beta_L$ ,确定出每个单元的磁导率张量;

确定出的电导率张量及磁导率张量分别为:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix},$$

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{pmatrix} = \mu_0 \begin{pmatrix} 1 + \chi_{xx} & \chi_{xy} & \chi_{xz} \\ \chi_{yx} & 1 + \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{zx} & \chi_{zy} & 1 + \chi_{zz} \end{pmatrix},$$

其中, $\hat{\sigma}$ 为电导率张量, $\sigma$ 为电导率; $\hat{\mu}$ 为磁导率张量; $\mu_0$ 为空气中的磁导率, $\chi$ 为磁化率。

2. 根据权利要求1所述的正演方法,其特征在于,所述将所述计算区域剖分为多个单元,包括:

采用稀疏网格将所述计算区域剖分为多个单元,其中,所述异常体区域被均匀剖分,而自所述异常体区域向外采用逐步增大的网格对所述计算区域进行剖分。

3. 根据权利要求1所述的正演方法,其特征在于,所述根据每个单元的电导率张量和磁导率张量,确定出所述计算区域的电场和磁场,包括:

根据每个单元的电导率张量和磁导率张量,结合麦克斯韦方程组,确定所述计算区域的积分方程;以及,

根据所述积分方程,确定出所述计算区域的总体系数矩阵;

根据预设的边界条件和所述总体系数矩阵,确定出所述计算区域内每个单元的电场;以及,

根据所述计算区域内每个单元的电场确定出所述计算区域内每个单元的磁场,其中,所述计算区域内所有单元的电场和磁场的总体表示所述计算区域的电场和磁场。

4. 根据权利要求3所述的正演方法,其特征在于,所述根据每个单元的电导率张量和磁

导率张量,确定所述计算区域的积分方程,包括:

确定出每个单元的包含所述电导率张量和所述磁导率张量的电场双旋度方程,点乘电场强度的变分后对整个计算区域积分,得到中间方程;

根据矢量恒等式和散度定理,以及所述中间方程,确定出所述计算区域的积分方程。

5.根据权利要求3所述的正演方法,其特征在于,所述根据每个单元的电导率张量和磁导率张量,确定所述计算区域的积分方程,包括:

根据每个单元的电导率张量和磁导率张量,采用伽里金加权余量法推导变分方程,以确定出所述计算区域的积分方程。

6.根据权利要求3所述的正演方法,其特征在于,在每个单元为六面体时,电场赋在棱边上,所述根据所述积分方程,确定出所述计算区域的总体系数矩阵,包括:

根据所述积分方程,确定出每个单元的单元方程;

根据每个单元的单元方程中包含的系数矩阵,确定出所述计算区域的总体系数矩阵。

7.一种大地电磁的正演系统,其特征在于,包括:

区域获取单元,用于确定计算区域,其中,所述计算区域中包括表征异常体的异常体区域;

网格划分单元,用于将所述计算区域剖分为多个单元;

张量获取单元,用于获取每个单元的电导率张量和磁导率张量,其中,所述异常体区域内的电导率和磁导率与所述计算区域中除所述异常体区域之外区域的电导率和磁导率不同;

正演处理单元,根据每个单元的电导率张量和磁导率张量,确定出所述计算区域的电场和磁场;以及,基于所述计算区域的电场和磁场,确定出所述计算区域内地表处的视电阻率及相位;

其中,所述张量获取单元,还用于获取所述计算区域内每个单元的主轴各向异性坐标系中x'主轴方向的电导率 $\sigma_1$ 、y'主轴方向的电导率 $\sigma_2$ 、z'主轴方向的电导率 $\sigma_3$ ,并获取三次欧拉旋转过程中每次旋转的角度 $\alpha_S$ 、 $\alpha_D$ 和 $\alpha_L$ ,以及,获取所述计算区域内每个单元的主轴各向异性坐标系中x'主轴方向的磁化率 $\chi_1$ 、y'主轴方向的磁化率 $\chi_2$ 、z'主轴方向的磁化率 $\chi_3$ ,并获取三次欧拉旋转过程中每次旋转的角度 $\beta_S$ 、 $\beta_D$ 和 $\beta_L$ ;根据每个单元的 $\sigma_1$ 、 $\sigma_2$ 、 $\sigma_3$ 、 $\alpha_S$ 、 $\alpha_D$ 和 $\alpha_L$ ,确定出每个单元的电导率张量,以及,根据每个单元的 $\chi_1$ 、 $\chi_2$ 、 $\chi_3$ 、 $\beta_S$ 、 $\beta_D$ 和 $\beta_L$ ,确定出每个单元的磁导率张量;

确定出的电导率张量及磁导率张量可分别为:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix},$$

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{pmatrix} = \mu_0 \begin{pmatrix} 1 + \chi_{xx} & \chi_{xy} & \chi_{xz} \\ \chi_{yx} & 1 + \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{zx} & \chi_{zy} & 1 + \chi_{zz} \end{pmatrix},$$

其中, $\hat{\sigma}$ 为电导率张量, $\sigma$ 为电导率; $\hat{\mu}$ 为磁导率张量; $\mu_0$ 为空气中的磁导率, $\chi$ 为磁化率。

8. 一种存储介质,其特征在于,所述存储介质包括存储的程序,其中,在所述程序运行时控制所述存储介质所在设备执行权利要求1至6中任意一项所述的大地电磁的正演方法。

9. 一种电子设备,包括存储器和处理器,所述存储器用于存储包括程序指令的信息,所述处理器用于控制程序指令的执行,其特征在于:所述程序指令被处理器加载并执行时实现权利要求1至6任意一项所述的大地电磁的正演方法的步骤。

## 大地电磁的正演方法、正演系统、存储介质及电子设备

### 技术领域

[0001] 本申请涉及勘探地球物理领域,例如涉及一种大地电磁的正演方法、正演系统、存储介质及电子设备。

### 背景技术

[0002] 大地电磁法作为一种重要的地球物理方法,在地球内部结构探测、矿产资源勘探、地下水资源寻找等方面有着广泛的应用。目前通常是通过反演,对大地电磁的观测数据不断地进行数据模拟,从而得到地下介质的电性结构。但基于现有的正演系统,在要求基于该正演系统进行的反演具有一定有效性的情况下,其应用范围相对狭窄。

### 发明内容

[0003] 有鉴于此,本申请的目的在于提供一种更接近实际情况的大地电磁的正演方法、正演系统、存储介质及电子设备,以使应用该正演方法的正演系统具有更广泛的应用范围。

[0004] 为了实现上述目的,本申请的实施例通过如下方式实现:

[0005] 第一方面,本申请的实施例提供一种大地电磁的正演方法,包括:

[0006] 确定计算区域,其中,所述计算区域中包括表征异常体的异常体区域;将所述计算区域剖分为多个单元;获取每个单元的电导率张量和磁导率张量,其中,所述异常体区域内的电导率和磁导率与所述计算区域中除所述异常体区域之外区域的电导率和磁导率不同;根据每个单元的电导率张量和磁导率张量,确定出所述计算区域的电场和磁场;基于所述模拟体区域内每个单元的电场和磁场,确定出所述计算区域内地表处的视电阻率及相位。

[0007] 由于实际中的地质条件复杂,电磁响应复杂,通过将电导率和磁导率的各向异性考虑进正演方法中,可以定量地分析电导率与磁导率各向异性对大地电磁响应的影响,而应用该方法的正演系统与实际中各种地质条件下大地电磁的电磁响应情况更加吻合,从而对实际中各种地质情况的反映更加准确。并且,由于考虑了电导率和磁导率的各向异性,并为三维大地电磁电导率与磁导率各向异性反演提供基础,不要求地质构造的电磁响应基本符合磁导率张量的各向同性,因而应用范围也能够更加广泛。

[0008] 结合第一方面,在第一方面的第一种可能的实现方式中,所述将所述计算区域剖分为多个单元,包括:

[0009] 采用稀疏网格将所述计算区域剖分为多个单元,其中,所述异常体区域被均匀剖分,而自所述异常体区域向外采用逐步增大的网格对所述计算区域进行剖分。

[0010] 对异常体区域进行均匀剖分,而对自异常体区域向外的区域采用逐步增大的网格进行剖分,从而将整个计算区域剖分成多个单元,这样可以保证异常体区域在计算区域的外边界处的影响小到忽略不计,即能够尽可能消除误差。而采用稀疏网格配置方法,可以降低矩阵方程维度,可以节约后续求解过程的计算时间,提高正演方法的效率。

[0011] 结合第一方面,在第一方面的第二种可能的实现方式中,所述获取每个单元的电导率张量和磁导率张量,包括:

[0012] 获取所述计算区域内每个单元的主轴各向异性坐标系中 $x''$  主轴方向的电导率 $\sigma_1$ 、 $y''$  主轴方向的电导率 $\sigma_2$ 、 $z''$  主轴方向的电导率 $\sigma_3$ ，并获取三次欧拉旋转过程中每次旋转的角度 $\alpha_S$ 、 $\alpha_D$ 和 $\alpha_L$ ，以及，获取所述计算区域内每个单元的主轴各向异性坐标系中 $x''$  主轴方向的磁化率 $x_1$ 、 $y''$  主轴方向的磁化率 $x_2$ 、 $z''$  主轴方向的磁化率 $x_3$ ，并获取三次欧拉旋转过程中每次旋转的角度 $\beta_S$ 、 $\beta_D$ 和 $\beta_L$ ；根据每个单元的 $\sigma_1$ 、 $\sigma_2$ 、 $\sigma_3$ 、 $\alpha_S$ 、 $\alpha_D$ 和 $\alpha_L$ ，确定出每个单元的电导率张量，以及，根据每个单元的 $x_1$ 、 $x_2$ 、 $x_3$ 、 $\beta_S$ 、 $\beta_D$ 和 $\beta_L$ ，确定出每个单元的磁导率张量。

[0013] 通过采用主轴各向异性坐标系，并以此种欧拉旋转的方式确定出各个主轴方向，再确定每个单元的电导率张量和磁导率张量，可以快速准确地得到每个单元的电导率张量和磁导率张量。由此确定出的电导率张量和磁导率张量，可以表现出电导率和磁导率的各向异性，是实现将电导率的各向异性和磁导率的各向异性考虑进正演方法中的基础。

[0014] 结合第一方面，在第一方面的第三种可能的实现方式中，所述根据每个单元的电导率张量和磁导率张量，确定出所述计算区域的电场和磁场，包括：

[0015] 根据每个单元的电导率张量和磁导率张量，结合麦克斯韦方程组，确定所述计算区域的积分方程；以及，根据所述积分方程，确定出所述计算区域的总体系数矩阵；根据预设的边界条件和所述总体系数矩阵，确定出所述计算区域内每个单元的电场；以及，根据所述计算区域内每个单元的电场确定出所述计算区域内每个单元的磁场，其中，所述计算区域内所有单元的电场和磁场的总体表示所述计算区域的电场和磁场。

[0016] 通过这样的方式，可以实现通过电导率张量和磁导率张量计算出每个单元的电场和磁场。而通过对每个单元进行分析确定出积分方程，以进一步求取整个计算区域的总体系数矩阵，以此确定出计算区域的电场和磁场，能够尽可能准确地得出计算区域的电场和磁场。

[0017] 结合第一方面的第三种可能的实现方式，在第一方面的第四种可能的实现方式中，所述根据每个单元的电导率张量和磁导率张量，确定所述计算区域的积分方程，包括：

[0018] 确定出每个单元的包含所述电导率张量和所述磁导率张量的电场双旋度方程，点乘电场强度的变分后对整个计算区域积分，得到中间方程；根据矢量恒等式和散度定理，以及所述中间方程，确定出所述计算区域的积分方程。

[0019] 通过采用这种方式，可以准确地得到计算区域的积分方程。

[0020] 结合第一方面的第三种可能的实现方式，在第一方面的第五种可能的实现方式中，所述根据每个单元的电导率张量和磁导率张量，确定所述计算区域的积分方程，包括：

[0021] 根据每个单元的电导率张量和磁导率张量，采用伽里金加权余量法推导变分方程，以确定出所述计算区域的积分方程。

[0022] 采用伽里金加权余量法推导变分方程，可以准确地确定出积分方程，进一步得到计算区域准确的电场和磁场。

[0023] 结合第一方面的第三种可能的实现方式，在第一方面的第六种可能的实现方式中，在每个单元为六面体时，电场赋在棱边上，所述根据所述积分方程，确定出所述计算区域的总体系数矩阵，包括：

[0024] 根据所述积分方程，确定出每个单元的单元方程；根据每个单元的单元方程中包含的系数矩阵，确定出所述计算区域的总体系数矩阵。

[0025] 通过采用这种方式，可以允许电场法相分量在电性不连续界面处突变，更符合实

际中的情况。并且,此种方式考虑了电导率和磁导率的各向异性,使得应用本方法的正演系统能够应用于更加广泛的领域和更多的实际环境中,也具有更高的准确性。

[0026] 第二方面,本申请的实施例提供一种大地电磁的正演系统,包括:

[0027] 区域获取单元,用于确定计算区域,其中,所述计算区域中包括表征异常体的异常体区域;网格划分单元,用于将所述计算区域剖分为多个单元;张量获取单元,用于获取每个单元的电导率张量和磁导率张量,其中,所述异常体区域内的电导率和磁导率与所述计算区域中除所述异常体区域之外区域的电导率和磁导率不同;正演处理单元,根据每个单元的电导率张量和磁导率张量,确定出所述计算区域的电场和磁场;以及,基于所述计算区域的电场和磁场,确定出所述计算区域内地表处的视电阻率及相位。

[0028] 第三方面,本申请的实施例提供一种存储介质,所述存储介质包括存储的程序,其中,在所述程序运行时控制所述存储介质所在设备执行第一方面或第一方面的第一种至第六种可能的实现方式中任一所述的大地电磁的正演方法。

[0029] 第四方面,本申请的实施例提供一种电子设备,包括存储器和处理器,所述存储器用于存储包括程序指令的信息,所述处理器用于控制程序指令的执行,所述程序指令被处理器加载并执行时实现第一方面或第一方面的第一种至第六种可能的实现方式中任一所述的大地电磁的正演方法的步骤。

[0030] 为使本申请的上述目的、特征和优点能更明显易懂,下文特举较佳实施例,并配合所附附图,作详细说明如下。

## 附图说明

[0031] 为了更清楚地说明本申请实施例的技术方案,下面将对实施例中所需要使用的附图作简单地介绍,应当理解,以下附图仅示出了本申请的某些实施例,因此不应被看作是对范围的限定,对于本领域普通技术人员来讲,在不付出创造性劳动的前提下,还可以根据这些附图获得其它相关的附图。

[0032] 图1示出了本申请实施例提供的一种大地电磁的正演方法的流程图。

[0033] 图2示出了本申请实施例提供的一种计算区域的示意图。

[0034] 图3示出了本申请实施例提供的一种六面体单元的结构框图。

[0035] 图4示出了本申请实施例提供的一种欧拉旋转的方法。

[0036] 图5示出了本申请实施例提供的一种矢量有限元法应用于六面体单元的示意图。

[0037] 图6示出了本申请实施例提供的一种大地电磁的正演系统的结构框图。

[0038] 图7示出了本申请实施例提供的一种电子设备的结构框图。

[0039] 图示:10-大地电磁的正演系统;11-区域建立单元;12-网格划分单元;13-张量获取单元;14-正演处理单元;20-电子设备;21-存储器;22-通信模块;23-总线;24处理器。

## 具体实施方式

[0040] 下面将结合本发明实施例中附图,对本发明实施例中的技术方案进行清楚、完整地描述。

[0041] 目前,大地电磁的正演系统多为基于地球介质是各向同性的这一假设建立起来的,也具有很多的研究及应用。由于各种宏观微观因素的影响,如地球构造应力场、地球介

质形变带及晶体定向排列等,地球介质的各向异性是客观存在的,例如,自然界中的岩石均存在不同程度的各向异性,因此,地球介质是各向同性的这一假设的解释能力有限。

[0042] 对于大地电磁来说,各向异性的岩石结构尺度可以是微米级矿物和岩石组构,也可以是几十至上百米周期性排列的矿脉或定向排列的充水裂隙,甚至为几公里至几十公里的岩石圈结构等。固体地球介质物理性质的各向异性现象已被国内外地球物理学界证实和接受,以这一物理现象为基础发展的地球物理理论与方法技术也已在一些领域获得了初步应用,但距离系统性的大范围应用还存在诸多问题。本申请的发明人发现,基于现有的大地电磁正演系统,在其基础上对复杂地质的实际观测数据进行数值模拟时,如果忽略各向异性,可能给反演结果带来偏差甚至错误,从而导致现有的大地电磁的正演方法应用到更广阔的范围时,其正演的有效性得不到可靠的保证。基于此,本申请的发明人经过创造性的劳动提出本申请。

[0043] 其中,正演:是指对于一个给定的模型,在一定激发源的作用下,根据一定的物理原理求其响应的过程;反演:是指根据实测的数据来反推产生这些数据的系统内在信息的一种数学物理过程。

[0044] 请参阅图1,图1为本申请实施例提供的一种大地电磁的正演方法的流程图,该正演方法可以包括:步骤S10、步骤S20、步骤S30、步骤S40和步骤S50。

[0045] 首先,可以执行步骤S10。

[0046] 步骤S10:确定计算区域,其中,所述计算区域中包括表征异常体的异常体区域。

[0047] 在本实施例中,可以获取模拟数据,并在应用本申请提供的正演方法的正演系统中,以获取的模拟数据为基础建立计算区域,计算区域中可以包括异常体区域,异常体区域是指异常体在计算区域中所表示的区域。而异常体是指引起物探异常的地质体,如引起重力异常的不同密度体、引起磁异常的磁性体、引起电法异常的具有电性差异的地质体等。

[0048] 例如,请参阅图2,图2为在正演系统中建立的计算区域示意图。在计算区域中,可以包括多种不同的物质区域,例如空气、地面和地下介质,而异常体通常存在于地下介质中。

[0049] 可以理解,其他实施例中,计算区域也可以是预先设定的,例如,在大地电磁的正演系统中,可以通过预先建立一些区域的模型并存储,在需要获取计算区域时,可以通过正演系统调用对应的模型,而无需即时获取数据以建立计算区域。因此,此处不应视为对本申请的限定。

[0050] 在确定出包括异常体区域的计算区域后,可以执行步骤S20。

[0051] 步骤S20:将所述计算区域剖分为多个单元。

[0052] 在本实施例中,可以采用稀疏网格将所述计算区域剖分为多个单元,其中,异常体区域被均匀剖分,而自异常体区域向外采用逐步增大的网格对计算区域进行剖分。

[0053] 示例性的,可以通过将包括异常体区域、自异常体区域向外延伸的区域合起来作为计算区域。并对异常体区域利用稀疏网格进行均匀剖分,且自异常体区域向外逐步增大网格的大小,将整个计算区域剖分成多个单元,直至异常体区域在计算区域的外边界处的影响小到忽略不计。

[0054] 继续参阅图2,具体地,可以采用规则六面体的稀疏网格对异常体区域进行均匀剖分,然后自异常体区域向外沿x、y及z三个方向不断增大剖分网格的大小,直至异常体区域

在计算区域的外边界处的影响可以忽略不计。得到的每个单元可以为矩形块,如图3所示。

[0055] 当然,在其他一些可选的方式中,也可以采用其他方式对计算区域进行剖分,得到多个单元。例如,可以采用四面体剖分切割方法,对计算区域进行剖分,得到多个四面体。因此,此处不应视为对本申请的限定。

[0056] 将计算区域剖分为多个单元后,可以执行步骤S30。

[0057] 步骤S30:获取每个单元的电导率张量和磁导率张量,其中,所述异常体区域内的电导率和磁导率与所述计算区域中除所述异常体区域之外区域的电导率和磁导率不同。

[0058] 在本实施例中,对于电导率和磁导率各向异性的异常体,其电导率张量、磁导率张量都可以由主轴各向异性通过欧拉旋转得到。以下,将以一种基于测量坐标系经欧拉旋转后得到主轴各向异性坐标系的例子进行详细的描述。

[0059] 具体地,请参阅图4,可以为每个单元确定一个测量坐标系 $(x, y, z)$ 。之后将测量坐标系沿 $z$ 轴顺时针方向旋转,旋转角度为 $\alpha_S$ ,得到坐标系 $(x', y', z)$ ;然后将坐标系 $(x', y', z)$ 绕 $x'$ 轴顺时针旋转,旋转角度为 $\alpha_D$ ,得到坐标系 $(x', y'', z')$ ;再将坐标系 $(x', y'', z')$ 绕 $z'$ 轴旋转,旋转角度为 $\alpha_L$ ,得到主轴各向异性坐标系 $(x'', y''', z')$ 。

[0060] 确定出主轴各向异性坐标系 $(x'', y''', z')$ 后,可以获取主轴各向异性坐标系中 $x''$ 主轴方向的电导率 $\sigma_1$ 、 $y'''$ 主轴方向的电导率 $\sigma_2$ 、 $z'$ 主轴方向的电导率 $\sigma_3$ ,以及,获取三次欧拉旋转过程中每次旋转的角度 $\alpha_S$ 、 $\alpha_D$ 和 $\alpha_L$ ;其中, $\alpha_S$ :各向异性走向角, $\alpha_D$ :各向异性倾角, $\alpha_L$ :各向异性倾向角。

[0061] 类似的,对测量坐标系进行三次欧拉旋转,得到主轴各向异性坐标系 $(x'', y''', z')$ 。可以获取主轴各向异性坐标系中 $x''$ 主轴方向的磁化率 $x_1$ 、 $y'''$ 主轴方向的磁化率 $x_2$ 、 $z'$ 主轴方向的磁化率 $x_3$ ,以及,获取三次欧拉旋转过程中每次旋转的角度 $\beta_S$ 、 $\beta_D$ 和 $\beta_L$ ,其中, $\beta_S$ :各向异性走向角, $\beta_D$ :各向异性倾角, $\beta_L$ :各向异性倾向角。需要说明的是,同一单元的 $\beta_S$ 、 $\beta_D$ 、 $\beta_L$ 与 $\alpha_S$ 、 $\alpha_D$ 、 $\alpha_L$ 之间相互独立,旋转角度可不同。

[0062] 上述参数 $(\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \mu_1, \mu_2, \mu_3, \alpha_S, \alpha_D, \alpha_L, \beta_S, \beta_D, \beta_L)$ 可以通过预设的方式进行设定,也可以依靠用户输入进行设定。确定出上述参数后,可以根据每个单元的 $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \alpha_S, \alpha_D$ 和 $\alpha_L$ ,确定出每个单元的电导率张量,以及,根据每个单元的 $x_1, x_2, x_3, \beta_S, \beta_D$ 和 $\beta_L$ ,确定出每个单元的磁导率张量。

[0063] 具体地,在本实施例中,根据每个单元的 $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3, \alpha_S, \alpha_D$ 和 $\alpha_L$ ,确定出每个单元的电导率张量的方式,可以是通过每次旋转的旋转变换矩阵。其中,将测量坐标系沿 $z$ 轴顺时针方向旋转,旋转角度为 $\alpha_S$ ,得到坐标系 $(x', y', z)$ ,对应的旋转变换矩阵记为 $R_1(\alpha_S)$ ;将坐标系 $(x', y', z)$ 绕 $x'$ 轴顺时针旋转,旋转角度为 $\alpha_D$ ,得到坐标系 $(x', y'', z')$ ,对应的旋转变换矩阵记为 $R_2(\alpha_D)$ ;将坐标系 $(x', y'', z')$ 绕 $z'$ 轴旋转,旋转角度为 $\alpha_L$ ,得到主轴各向异性坐标系 $(x'', y''', z')$ ,对应的旋转变换矩阵记为 $R_3(\alpha_L)$ 。其中, $R_1(\alpha_S)$ 、 $R_2(\alpha_D)$ 和 $R_3(\alpha_L)$ 分别为:

$$[0064] \quad R_1(\alpha_S) = \begin{pmatrix} \cos \alpha_S & \sin \alpha_S & 0 \\ -\sin \alpha_S & \cos \alpha_S & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \dots\dots (1),$$

[0065] 
$$\mathbf{R}_2(\alpha_D) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \alpha_D & \sin \alpha_D \\ 0 & -\sin \alpha_D & \cos \alpha_D \end{pmatrix} \dots\dots (2),$$

[0066] 
$$\mathbf{R}_3(\alpha_L) = \begin{pmatrix} \cos \alpha_L & \sin \alpha_L & 0 \\ -\sin \alpha_L & \cos \alpha_L & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \dots\dots (3),$$

[0067] 通过这样的方式,可以确定出总的旋转变换矩阵:

[0068] 
$$\mathbf{R} = \mathbf{R}_1(\alpha_S) \mathbf{R}_2(\alpha_D) \mathbf{R}_3(\alpha_L) \dots\dots (4),$$

[0069] 而总的旋转变换矩阵R满足下列条件(即,式(5)):

[0070] 
$$\mathbf{R}\mathbf{R}^T = \mathbf{I} \dots\dots\dots (5),$$

[0071] 其中, $\mathbf{R}^T$ 为R的转置矩阵,I为单位矩阵。

[0072] 由此可知,R为正交矩阵,而由正交矩阵的特性,可知 $\mathbf{R}^T = \mathbf{R}^{-1}$ , $\mathbf{R}^{-1}$ 为R的逆矩阵。

[0073] 在各向异性介质中,电导率是个大小为 $3 \times 3$ 阶的张量。在确定出总的旋转变换矩阵之后,便可进一步得到测量坐标系中各物理量与主轴各向异性坐标系中各物理量之间的关系:

[0074] 
$$\mathbf{J}' = \mathbf{R}\mathbf{J} \dots\dots\dots (6),$$

[0075] 
$$\mathbf{J}' = \hat{\sigma}' \mathbf{E}' \dots\dots\dots (7),$$

[0076] 
$$\mathbf{J} = \hat{\sigma} \mathbf{E} \dots\dots\dots (8),$$

[0077] 
$$\mathbf{E}' = \mathbf{R}\mathbf{E} \dots\dots\dots (9),$$

[0078] 其中,J、E和 $\hat{\sigma}$ 分别为测量坐标系下的电流密度、电场和电导率张量; $\mathbf{J}'$ 、 $\mathbf{E}'$ 和 $\hat{\sigma}'$ 分别为主轴各向异性坐标系下的电流密度、电场和电导率张量。

[0079] 进一步,由式(6)-(9)可确定出:

[0080] 
$$\hat{\sigma} = \mathbf{R}^{-1} \hat{\sigma}' \mathbf{R} \dots\dots\dots (10),$$

[0081] 其中,主轴各向异性坐标系下的电导率张量:

[0082] 
$$\hat{\sigma}' = \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 \end{pmatrix} \dots\dots\dots (11),$$

[0083] 从而,可以确定出电导率张量为:

[0084] 
$$\begin{aligned} \hat{\sigma} &= \mathbf{R}^{-1} \hat{\sigma}' \mathbf{R} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \\ &= \mathbf{R}_1(-\alpha_S) \mathbf{R}_2(-\alpha_D) \mathbf{R}_3(-\alpha_L) \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_2 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_3 \end{pmatrix} \mathbf{R}_3(\alpha_L) \mathbf{R}_2(\alpha_D) \mathbf{R}_1(\alpha_S) \dots\dots (12), \end{aligned}$$

[0085] 而电导率张量由三个电导率 $\sigma_1$ 、 $\sigma_2$ 、 $\sigma_3$ 及三个欧拉旋转角 $\alpha_S$ 、 $\alpha_D$ 、 $\alpha_L$ 共同决定,可以表示任意各向异性。其中每个元素分别为:

$$\begin{aligned}
\sigma_{xx} = & (\cos^2 \alpha_L \sigma_1 + \sin^2 \alpha_L \sigma_2) \cos^2 \alpha_S + (\sin^2 \alpha_L \sigma_1 + \cos^2 \alpha_L \sigma_2) \sin^2 \alpha_S \cos^2 \alpha_D \dots (13), \\
& -2(\sigma_1 - \sigma_2) \sin \alpha_L \cos \alpha_L \cos \alpha_D \sin \alpha_S \cos \alpha_S + \sin^2 \alpha_S \sin^2 \alpha_D \sigma_3
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{yy} = & (\cos^2 \alpha_L \sigma_1 + \sin^2 \alpha_L \sigma_2) \sin^2 \alpha_S + (\sin^2 \alpha_L \sigma_1 + \cos^2 \alpha_L \sigma_2) \cos^2 \alpha_S \cos^2 \alpha_D \dots (14), \\
& +2(\sigma_1 - \sigma_2) \sin \alpha_L \cos \alpha_L \cos \alpha_D \sin \alpha_S \cos \alpha_S + \cos^2 \alpha_S \sin^2 \alpha_D \sigma_3
\end{aligned}$$

$$\sigma_{zz} = \sin^2 \alpha_D (\sin^2 \alpha_L \sigma_1 + \cos^2 \alpha_L \sigma_2) + \cos^2 \alpha_D \sigma_3 \dots (15),$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{xy} = & (\cos^2 \alpha_L \sigma_1 + \sin^2 \alpha_L \sigma_2) \sin \alpha_S \cos \alpha_S - (\sin^2 \alpha_L \sigma_1 + \cos^2 \alpha_L \sigma_2) \cos^2 \alpha_D \sin \alpha_S \cos \alpha_S \dots (16), \\
& +(\sigma_1 - \sigma_2) \sin \alpha_L \cos \alpha_L \cos \alpha_D (\cos^2 \alpha_S - \sin^2 \alpha_S) - \sin^2 \alpha_D \sin \alpha_S \cos \alpha_S \sigma_3
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{xz} = & -(\sin^2 \alpha_L \sigma_1 + \cos^2 \alpha_L \sigma_2) \sin \alpha_D \cos \alpha_D \sin \alpha_S + (\sigma_1 - \sigma_2) \sin \alpha_L \cos \alpha_L \sin \alpha_D \cos \alpha_S \dots (17), \\
& + \sin \alpha_D \cos \alpha_D \sin \alpha_S \sigma_3
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sigma_{yz} = & (\sin^2 \alpha_L \sigma_1 + \cos^2 \alpha_L \sigma_2) \sin \alpha_D \cos \alpha_D \cos \alpha_S + (\sigma_1 - \sigma_2) \sin \alpha_L \cos \alpha_L \sin \alpha_D \sin \alpha_S \dots (18), \\
& - \sin \alpha_D \cos \alpha_D \cos \alpha_S \sigma_3
\end{aligned}$$

[0092] 而电导率张量是对称正定的,此外,电阻率张量 $\hat{\rho}$ 为电导率张量 $\hat{\sigma}$ 的逆:

$$\hat{\rho} = \hat{\sigma}^{-1} \dots (19),$$

[0094] 由此,可以根据麦克斯韦方程组,此处忽略位移电流的影响,可以确定:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} = \hat{\sigma} \mathbf{E} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{E}_x \\ \mathbf{E}_y \\ \mathbf{E}_z \end{pmatrix} \dots (20).$$

[0096] 在本实施例中,确定磁导率张量的方式也与确定电导率张量的方式类似,此处不再赘述。确定出的电导率张量及磁导率张量可分别表示如下:

$$\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \dots (21),$$

$$\hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{pmatrix} = \mu_0 \begin{pmatrix} 1 + \chi_{xx} & \chi_{xy} & \chi_{xz} \\ \chi_{yx} & 1 + \chi_{yy} & \chi_{yz} \\ \chi_{zx} & \chi_{zy} & 1 + \chi_{zz} \end{pmatrix} \dots (22),$$

[0099] 其中, $\hat{\sigma}$ 为电导率张量, $\sigma$ 为电导率; $\hat{\mu}$ 为磁导率张量; $\mu_0$ 为空气中的磁导率,x为磁化率。

[0100] 需要说明的是,本申请中采用欧拉旋转,以获取各向异性的电导率张量和磁导率张量,并且以z轴、x轴、z轴的顺序旋转,在一些可实现的方式中,也可以通过其他的旋转轴和旋转顺序进行旋转,能够获取各向异性的电导率张量和各向异性的磁导率张量即可,此

处不作为限定。

[0101] 另外,异常体区域中的电导率和磁导率与计算区域中处于异常体区域外的区域的电导率和磁导率不同,但异常体区域中各个单元的电导率张量和磁导率张量可相同,也可不相同,此处不作为限定。

[0102] 确定出电导率张量和磁导率张量后,可以执行步骤S40。

[0103] 步骤S40:根据每个单元的电导率张量和磁导率张量,确定出所述计算区域的电场和磁场。

[0104] 在本实施例中,可以通过利用确定出的电导率张量和磁导率张量,采用伽里金加权余量法,基于电导率张量和磁导率张量求得计算区域的积分方程。

[0105] 示例性的,可以根据确定出的电导率张量和磁导率张量,利用麦克斯韦方程组,对方程进行推导,由此可以推导出电场双旋度方程和磁场双旋度方程:

[0106]  $\nabla \times \left( \frac{\nabla \times E}{\hat{\mu}} \right) - i\omega \hat{\sigma} E = 0 \dots\dots\dots (23),$

[0107]  $\nabla \times \left( \frac{\nabla \times H}{\hat{\sigma}} \right) - i\omega \hat{\mu} H = 0 \dots\dots\dots (24),$

[0108] 其中,∇为哈密顿算子,E为电场强度,H为磁场强度,ω为频率,i为虚数,i = √-1;式(23)表示电场双旋度方程,式(24)表示磁场双旋度方程。

[0109] 由于推导出的电场双旋度方程中只包含电场,而磁场双旋度方程中只包含磁场,在求得电场的前提下,可以基于确定出的电场,求得相应的磁场;同理,求得磁场的前提下,可以基于确定出的磁场,求得相应的电场。本实施例将以求解电场后确定磁场的方式为例进行详细说明,但在其他可实现的方式中,也可以采用求解磁场后确定电场的方式,因此,此处不作为对本申请的限定。

[0110] 在本实施例中,确定出电场双旋度方程后,可以将电场双旋度方程通过点乘δE后,对对整个计算区域积分,得到:

[0111]  $\int_V \nabla \times \left( \frac{\nabla \times E}{\hat{\mu}} \right) \cdot \delta E dv - \int_V i\omega \hat{\sigma} E \cdot \delta E dv = 0 \dots\dots\dots (25),$

[0112] 其中,δE为E的变分,而δE = δE<sub>x</sub> + δE<sub>y</sub> + δE<sub>z</sub>,δE<sub>x</sub>表示δE在x轴方向的分量,δE<sub>y</sub>表示E在y轴方向的分量,δE<sub>z</sub>表示δE在z轴方向的分量;∫<sub>V</sub>dv表示对整个计算区域积分。

[0113] 根据对整个计算区域积分后的方程,即式(25),结合矢量恒等式:

[0114]  $\nabla \cdot (A \times B) = (\nabla \times A) \cdot B - A \cdot (\nabla \times B) \dots\dots\dots (26),$

[0115] 进一步,可以将式(26)结合散度定理(或高斯定理):

[0116]  $\int_V \nabla \cdot A dv = \oint_{\Gamma} A \cdot n d\Gamma \dots\dots\dots (27),$

[0117] 由于计算区域的内边界积分可以相互抵消,而计算区域的外边界可以采用预设的第一类边界条件。这样,就能够尽可能简化需要计算的量。在此基础上,可以确定出积分方程为:

$$[0118] \quad \int_V \nabla \times \delta \mathbf{E} \cdot \frac{\nabla \times \mathbf{E}}{\hat{\mu}} dV - i\omega \int_V \delta \mathbf{E} \cdot \delta \mathbf{E} dV = 0 \quad \dots\dots\dots (28)。$$

[0119] 通过使用伽里金加权余量法,能够快速准确地通过每个单元的电导率张量和磁导率张量,进一步确定出计算区域的积分方程,从而节约计算时间,提高效率。需要说明的是,在其他一些实现方式中,也可以采用推导变分方程的方式,以每个单元的电导率张量和磁导率张量为基础,进一步推导出计算区域的积分方程,此处不作限定。

[0120] 确定出计算区域的积分方程后,可以采用对计算区域中的一个单元进行分析的方式,对分析的一个单元进行扩展,扩展到整个计算区域,完成对计算区域的分析。

[0121] 示例性的,以图5为例,图5示出了一个六面体单元的结构和参数,x、y和z三个方向的边长分别记为a、b和c,其原点坐标为 $(x_0, y_0, z_0)$ 。在本实施例中,可以将切向量场赋在棱边上,则三个方向上的场分量可表示为:

$$[0122] \quad E_x = \sum_{i=1}^4 N_{xi} E_{xi}, E_y = \sum_{i=1}^4 N_{yi} E_{yi}, E_z = \sum_{i=1}^4 N_{zi} E_{zi} \quad \dots\dots\dots (29),$$

[0123] 其中,N为Whitney插值基函数(一种插值函数,其中,Whitney为人名)。

[0124] 具体地:

$$[0125] \quad N_{x1} = \frac{1}{bc} \left( y_0 + \frac{b}{2} - y \right) \left( z_0 + \frac{c}{2} - z \right) \quad \dots\dots\dots (30),$$

$$[0126] \quad N_{x2} = \frac{1}{bc} \left( y + \frac{b}{2} - y_0 \right) \left( z_0 + \frac{c}{2} - z \right) \quad \dots\dots\dots (31),$$

$$[0127] \quad N_{x3} = \frac{1}{bc} \left( y_0 + \frac{b}{2} - y \right) \left( z + \frac{c}{2} - z_0 \right) \quad \dots\dots\dots (32),$$

$$[0128] \quad N_{x4} = \frac{1}{bc} \left( y + \frac{b}{2} - y_0 \right) \left( z + \frac{c}{2} - z_0 \right) \quad \dots\dots\dots (33),$$

$$[0129] \quad N_{y1} = \frac{1}{ac} \left( z_0 + \frac{c}{2} - z \right) \left( x_0 + \frac{a}{2} - x \right) \quad \dots\dots\dots (34),$$

$$[0130] \quad N_{y2} = \frac{1}{ac} \left( z + \frac{c}{2} - z_0 \right) \left( x_0 + \frac{a}{2} - x \right) \quad \dots\dots\dots (35),$$

$$[0131] \quad N_{y3} = \frac{1}{ac} \left( z_0 + \frac{c}{2} - z \right) \left( x + \frac{a}{2} - x_0 \right) \quad \dots\dots\dots (36),$$

$$[0132] \quad N_{y4} = \frac{1}{ac} \left( z + \frac{c}{2} - z_0 \right) \left( x + \frac{a}{2} - x_0 \right) \quad \dots\dots\dots (37),$$

$$[0133] \quad N_{z1} = \frac{1}{ab} \left( x_0 + \frac{a}{2} - x \right) \left( y_0 + \frac{b}{2} - y \right) \quad \dots\dots\dots (38),$$

$$[0134] \quad N_{z2} = \frac{1}{ab} \left( x + \frac{a}{2} - x_0 \right) \left( y_0 + \frac{b}{2} - y \right) \quad \dots\dots\dots (39),$$

[0135]  $N_{z3} = \frac{1}{ab} \left( x_0 + \frac{a}{2} - x \right) \left( y + \frac{b}{2} - y_0 \right) \dots\dots\dots (40),$

[0136]  $N_{z4} = \frac{1}{ab} \left( x + \frac{a}{2} - x_0 \right) \left( y + \frac{b}{2} - y_0 \right) \dots\dots\dots (41),$

[0137] 而单元上的E可表示为矢量基函数与棱边上场值乘积的和:

[0138]  $\mathbf{E}_e = \sum_{i=1}^4 (N_{xi} E_{xi} + N_{yi} E_{yi} + N_{zi} E_{zi}) \dots\dots\dots (42)。$

[0139] 而后,可以将整个计算区域积分分解为各单元积分,过程如下:

[0140]  $\sum_{n=1}^{n_e} \int_e \nabla \times \delta \mathbf{E} \cdot \frac{\nabla \times \mathbf{E}}{\hat{\mu}} dv - \sum_{n=1}^{n_e} \int_e i\omega \delta \mathbf{E} \cdot \delta \mathbf{E} dv = 0 \dots\dots\dots (43),$

[0141] 从而,在一个单元内有:

[0142] 
$$\int_e \nabla \times \delta \mathbf{E} \cdot (\hat{\nu} \nabla \times \mathbf{E}) dv - \int_e i\omega \delta \mathbf{E} \cdot \delta \mathbf{E} dv$$

$$= \int_e \left\{ \begin{matrix} (\delta \mathbf{E}_x^e)^T & (\delta \mathbf{E}_y^e)^T & (\delta \mathbf{E}_z^e)^T \\ \left[ \begin{matrix} 0 & \frac{\partial N_x^e}{\partial z} & -\frac{\partial N_x^e}{\partial y} \\ -\frac{\partial N_y^e}{\partial z} & 0 & \frac{\partial N_y^e}{\partial x} \\ \frac{\partial N_z^e}{\partial y} & -\frac{\partial N_z^e}{\partial x} & 0 \end{matrix} \right] \begin{matrix} \mu_{inv}^{xx} & \mu_{inv}^{xy} & \mu_{inv}^{xz} \\ \mu_{inv}^{yx} & \mu_{inv}^{yy} & \mu_{inv}^{yz} \\ \mu_{inv}^{zx} & \mu_{inv}^{zy} & \mu_{inv}^{zz} \end{matrix} \end{matrix} \right\} \begin{matrix} 0 & -\left(\frac{\partial N_y^e}{\partial z}\right)^T & \left(\frac{\partial N_z^e}{\partial y}\right)^T \\ \left(\frac{\partial N_x^e}{\partial z}\right)^T & 0 & -\left(\frac{\partial N_z^e}{\partial x}\right)^T \\ -\left(\frac{\partial N_x^e}{\partial y}\right)^T & \left(\frac{\partial N_y^e}{\partial x}\right)^T & 0 \end{matrix} \begin{matrix} \mathbf{E}_x^e \\ \mathbf{E}_y^e \\ \mathbf{E}_z^e \end{matrix} \right\} dv$$

$$- i\omega \int_e \left\{ \begin{matrix} (\delta \mathbf{E}_x^e)^T & (\delta \mathbf{E}_y^e)^T & (\delta \mathbf{E}_z^e)^T \\ \left[ \begin{matrix} N_x^e & 0 & 0 \\ 0 & N_y^e & 0 \\ 0 & 0 & N_z^e \end{matrix} \right] \begin{matrix} \sigma_{xx} & \sigma_{xy} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{yx} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} & \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{matrix} \end{matrix} \right\} \begin{matrix} (N_x^e)^T & 0 & 0 \\ 0 & (N_y^e)^T & 0 \\ 0 & 0 & (N_z^e)^T \end{matrix} \begin{matrix} \mathbf{E}_x^e \\ \mathbf{E}_y^e \\ \mathbf{E}_z^e \end{matrix} \right\} dv$$

$$= (\delta \mathbf{E}_e)^T (\mathbf{K}_{1e} + \mathbf{K}_{2e}) \mathbf{E}_e \dots\dots\dots (44),$$

[0143] 确定出一个单元内的系数矩阵后,可以基于一个单元内的系数矩阵,对其进行扩展,扩展到计算区域内所有单元,便得可到计算区域的总体系数矩阵:

[0144]  $\delta \mathbf{E}^T \left[ \sum_{e=1}^{n_e} (\overline{\mathbf{K}}_{1e} + \overline{\mathbf{K}}_{2e}) \right] \mathbf{E} = 0 \dots\dots\dots (45),$

[0145] 其中,E是所有节点的E<sub>x</sub>,E<sub>y</sub>,E<sub>z</sub>的列向量。

[0146] 基于δE<sup>T</sup>的任意性,则可得到计算区域的总体系数矩阵:

[0147]  $\mathbf{KE} = 0 \dots\dots\dots (46)。$

[0148] 而确定出计算区域的总体系数矩阵后,可以加入预设的第一类边界条件。而为了提高计算的精度,可以通过无损解精度的直接法,将预设的第一类边界条件加入到式(46),即可得到方程组:

$$[0149] \quad \begin{bmatrix} K_{11} & K_{12} & K_{13} & K_{14} & K_{15} & K_{16} \\ K_{21} & K_{22} & K_{23} & K_{24} & K_{25} & K_{26} \\ K_{31} & K_{32} & K_{33} & K_{34} & K_{35} & K_{36} \\ K_{41} & K_{42} & K_{43} & K_{44} & K_{45} & K_{46} \\ K_{51} & K_{52} & K_{53} & K_{54} & K_{55} & K_{56} \\ K_{61} & K_{62} & K_{63} & K_{64} & K_{65} & K_{66} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_3 \\ \phi_4 \\ \phi_5 \\ \phi_6 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ b_3 \\ b_4 \\ b_5 \\ b_6 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (47),$$

[0150] 在已知  $\phi_3=p_3, \phi_5=p_5, \phi_6=p_6$  的情况下,那么需要求解的方程组(即式(47))可以等效于求解如下方程组:

$$[0151] \quad \begin{bmatrix} K_{11} & K_{12} & K_{14} \\ K_{21} & K_{22} & K_{24} \\ K_{41} & K_{42} & K_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \\ \phi_4 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_1 - K_{13}p_3 - K_{15}p_5 - K_{16}p_6 \\ b_2 - K_{23}p_3 - K_{25}p_5 - K_{26}p_6 \\ b_4 - K_{43}p_3 - K_{45}p_5 - K_{46}p_6 \end{bmatrix} \dots\dots\dots (48)。$$

[0152] 通过直接法添加边界条件,消除了方程中第一类边界条件处的量,可以有效降低方程的维数,适用于在已知量比较多的情况。并且,以直接法添加边界条件降低矩阵方程的维度,能够提升处理速度,从而提高大地电磁的正演方法的运行效率。

[0153] 加入边界条件后,总体系数矩阵则变为:

$$[0154] \quad KE=P \cdot (49),$$

[0155] 解方程组,便可得到所有单元的每条棱边上的电场值。此处,可以使用SSOR (Symmetric Successive Over Relaxation,对称超松弛迭代法)进行预处理,并采用BiCGSTAB(Biconjugate gradient stabilized method,通常简称BiCGSTAB,稳定双共轭梯度法)求解器进行解方程,求得计算区域内所有单元上的电场。

[0156] 以及,求得计算区域内所有单元上的电场后,可以根据计算区域内每个单元的电场,确定出计算区域内每个单元的磁场。具体地:

$$[0157] \quad H_x = \frac{1}{i\omega\mu} \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \dots\dots\dots (50),$$

$$[0158] \quad H_y = \frac{1}{i\omega\mu} \left( \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) \dots\dots\dots (51),$$

$$[0159] \quad H_z = \frac{1}{i\omega\mu} \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) \dots\dots\dots (52)。$$

[0160] 确定出计算区域内每个单元的电场和磁场后,就可得到计算区域的电场和磁场了。由此,可以执行步骤S50。

[0161] 在本实施例中,可以基于每个单元的电场和磁场,确定出每个单元的张量阻抗Z:

$$[0162] \quad Z_{xx} = \frac{\mathbf{E}_x^A \mathbf{H}_y^B - \mathbf{E}_x^B \mathbf{H}_y^A}{\mathbf{H}_x^A \mathbf{H}_y^B - \mathbf{H}_x^B \mathbf{H}_y^A} \dots\dots\dots (53),$$

[0163] 
$$Z_{xy} = \frac{\mathbf{E}_x^B \mathbf{H}_x^A - \mathbf{E}_x^A \mathbf{H}_x^B}{\mathbf{H}_x^A \mathbf{H}_y^B - \mathbf{H}_x^B \mathbf{H}_y^A} \dots\dots\dots (54),$$

[0164] 
$$Z_{yx} = \frac{\mathbf{E}_y^A \mathbf{H}_y^B - \mathbf{E}_y^B \mathbf{H}_y^A}{\mathbf{H}_x^A \mathbf{H}_y^B - \mathbf{H}_x^B \mathbf{H}_y^A} \dots\dots\dots (55),$$

[0165] 
$$Z_{yy} = \frac{\mathbf{E}_y^B \mathbf{H}_x^A - \mathbf{E}_y^A \mathbf{H}_x^B}{\mathbf{H}_x^A \mathbf{H}_y^B - \mathbf{H}_x^B \mathbf{H}_y^A} \dots\dots\dots (56),$$

[0166] 其中,  $Z_{xx}$ 、 $Z_{xy}$ 、 $Z_{yx}$ 、 $Z_{yy}$  分别为:  $xx$ 、 $xy$ 、 $yx$ 、 $yy$  模式下的张量阻抗。

[0167] 根据每个单元的张量阻抗, 可以确定出计算区域内地表处的视电阻率及相位:

$$\rho_{ij} = \frac{1}{\omega\mu} |\mathbf{Z}_{ij}|^2$$

[0168] 
$$\varphi_{ij} = \tan^{-1} \left( \frac{\text{Im} \mathbf{Z}_{ij}}{\text{Re} \mathbf{Z}_{ij}} \right) \dots\dots\dots (57)。$$

( $i = x, y; j = x, y$ )

[0169] 在本实施例中, 计算区域内地表处的视电阻率及相位, 就可以表征异常体的电磁响应结果, 即大地电磁对异常体区域的正演结果。其中, 地表指代计算区域中空气与地下介质交界处的面。

[0170] 应用本申请提供的大地电磁的正演方法, 可以同时考虑到电导率各向异性与磁导率各向异性, 与实际的地质条件的电磁响应更加接近, 并且基于正演方法建立的正演系统能够适应更多的地质类型, 从而可以有更广的适用范围。

[0171] 以下结合具体实例对本申请提供的正演方法的应用效果进行说明。

[0172] 在本实施例中, 可以通过应用本申请实施例提供的正演方法的正演系统, 计算一个磁化率模型, 并与一维解析解进行对比。

[0173] 如表1所示, 在一个电阻率各向同性均匀半空间中包含一层磁化率地层, 半空间的电阻率为  $100 \Omega \cdot m$ , 磁导率层的磁化率为1, 厚100m, 埋深为140m。

[0174] 表1

$\sigma: 0.01 \text{ S/m}$	$ms: 0$	140m
$\sigma: 0.01 \text{ S/m}$	$ms: 1$	100m
$\sigma: 0.01 \text{ S/m}$	$ms: 0$	

[0176] 计算三个频点, 分别为100Hz、50Hz和20Hz。计算结果如表2所示, 可以看到数值解与解析解吻合(1D为一维解析解; 3D为正演系统计算的数值解), 最大相对误差小于0.3%。同样也可得知, 正的磁化率会引起高的视电阻率值。

[0177] 表2

	frequency	$\rho(\Omega \cdot m)$		error
	(Hz)	1D	3D	(%)
[0178]	100	127.1	127.4	0.24
	50	123.8	123.7	0.08
	20	117.0	116.7	0.26

[0179] 经过上述对包含电导率各向异性与磁导率各向异性的正演方法的原理介绍和应用效果的说明,可以看出,应用本申请提供的大地电磁的正演方法可以对电导率各向异性与磁导率各向异性的正演模型进行模拟,可以定量地分析电导率与磁导率各向异性对大地电磁响应的影响,并为大地电磁的电导率各向异性与磁导率各向异性反演提供基础,其适用范围更广。

[0180] 请参阅图6,本申请的实施例还提供一种大地电磁的正演系统10,包括:

[0181] 区域获取单元11,用于确定计算区域,其中,所述计算区域中包括表征异常体的异常体区域;网格划分单元12,用于将所述计算区域剖分为多个单元;张量获取单元13,用于获取每个单元的电导率张量和磁导率张量,其中,所述异常体区域内的电导率和磁导率与所述计算区域中除所述异常体区域之外区域的电导率和磁导率不同;正演处理单元14,根据每个单元的电导率张量和磁导率张量,确定出所述计算区域的电场和磁场;以及,基于所述计算区域内每个单元的电场和磁场,确定出所述计算区域内地表处的视电阻率及相位,其中,所述计算区域内地表处的视电阻率及相位为对所述异常体的正演结果。

[0182] 在本实施例中,所述网格划分单元12,还用于:

[0183] 采用稀疏网格将所述计算区域剖分成多个单元,其中,所述异常体区域被均匀剖分,而自所述异常体区域向外采用逐步增大的网格对所述计算区域进行剖分。

[0184] 在本实施例中,所述张量获取单元13,还用于:

[0185] 获取所述计算区域内每个单元的主轴各向异性坐标系中 $x''$  主轴方向的电导率 $\sigma_1$ 、 $y''$  主轴方向的电导率 $\sigma_2$ 、 $z'$  主轴方向的电导率 $\sigma_3$ ,并获取三次欧拉旋转过程中每次旋转的角度 $\alpha_S$ 、 $\alpha_D$ 和 $\alpha_L$ ,以及,获取所述计算区域内每个单元的主轴各向异性坐标系中 $x''$  主轴方向的磁化率 $x_1$ 、 $y''$  主轴方向的磁化率 $x_2$ 、 $z'$  主轴方向的磁化率 $x_3$ ,并获取三次欧拉旋转过程中每次旋转的角度 $\beta_S$ 、 $\beta_D$ 和 $\beta_L$ ;根据每个单元的 $\sigma_1$ 、 $\sigma_2$ 、 $\sigma_3$ 、 $\alpha_S$ 、 $\alpha_D$ 和 $\alpha_L$ ,确定出每个单元的电导率张量,以及,根据每个单元的 $x_1$ 、 $x_2$ 、 $x_3$ 、 $\beta_S$ 、 $\beta_D$ 和 $\beta_L$ ,确定出每个单元的磁导率张量。

[0186] 在本实施例中,所述正演处理单元14,还用于:

[0187] 根据每个单元的电导率张量和磁导率张量,结合麦克斯韦方程组,确定所述计算区域的积分方程;以及,根据所述积分方程,确定出所述计算区域的总体系数矩阵;根据预设的边界条件和所述总体系数矩阵,确定出所述计算区域内每个单元的电场;以及,根据所述计算区域内每个单元的电场确定出所述计算区域内每个单元的磁场,其中,所述计算区域内所有单元的电场和磁场的总体表示所述计算区域的电场和磁场。

[0188] 在本实施例中,所述正演处理单元14,还用于:

[0189] 确定出每个单元的包含所述电导率张量和所述磁导率张量的电场双旋度方程,点

乘电场强度的变分后对整个计算区域积分,得到中间方程;根据矢量恒等式和散度定理,以及所述中间方程,确定出所述计算区域的积分方程。

[0190] 在本实施例中,所述正演处理单元14,还用于:

[0191] 根据每个单元的电导率张量和磁导率张量,采用伽里金加权余量法推导变分方程,以确定出所述计算区域的积分方程。

[0192] 在本实施例中,在每个单元为六面体时,电场赋在棱边上,所述正演处理单元14,还用于:

[0193] 根据所述积分方程,确定出每个单元的单元方程;根据每个单元的单元方程中包含的系数矩阵,确定出所述计算区域的总体系数矩阵。

[0194] 请参阅图7,本申请实施例提供了一种电子设备20,电子设备20可以为服务器,例如数据库服务器、网络服务器、云服务器或由多个子服务器构成的服务器集成等;也可以为终端,例如个人电脑、平板电脑、智能手机等。上述列举的设备只是举例说明,不应视为对本申请的限定。

[0195] 本实施例中,电子设备20可以包括:存储器21、通信模块22、总线23和处理器24。其中,处理器24、通信模块22和存储器21之间可以通过总线23连接。存储器21中可以存储执行大地电磁的正演方法所需要的程序;通信模块22可以实现与外部的通信;总线23可以帮助通过总线23连接的各个模块之间的通信和数据传输;而处理器24可以执行存储器21中存储的可执行模块(例如大地电磁的正演方法的计算机程序)。

[0196] 本实施例中揭示的流程,或本实施例中定义的装置需要执行的方法,这些可以由处理器24实现。例如,处理器24在接收到相应的执行指令(例如,执行大地电磁的正演方法的指令)后,总线23可以调用存储在存储器21中大地电磁的正演方法的程序,而处理器24则通过总线23控制通信模块22,由此,即可实现对大地电磁的正演方法的执行。

[0197] 综上所述,本申请的实施例提供一种大地电磁的正演方法、正演系统、存储介质及电子设备,能够根据将电导率的各向异性与磁导率的各向异性考虑进正演系统中,以此建立新的正演方法。由于实际中的地质条件复杂,在同一勘测区域存在多种不同的电磁响应,通过将电导率和磁导率的各向异性考虑进正演方法中,可以定量地分析电导率与磁导率各向异性对大地电磁响应的影响,而应用该方法的正演系统与实际中各种地质条件下大地电磁的电磁响应情况更加吻合,从而对实际中各种地质情况的反映更加准确。并且,由于考虑了电导率和磁导率的各向异性,并为三维大地电磁电导率与磁导率各向异性反演提供基础,不要求地质构造的电磁响应基本符合磁导率张量的各向同性,因而应用范围也能够更加广泛。

[0198] 以上,仅为本申请的具体实施方式,但本申请的保护范围并不局限于此,任何熟悉本技术领域的技术人员在本申请揭露的技术范围内,可轻易想到变化或替换,都应涵盖在本申请的保护范围之内。因此,本申请的保护范围应以权利要求的保护范围为准。

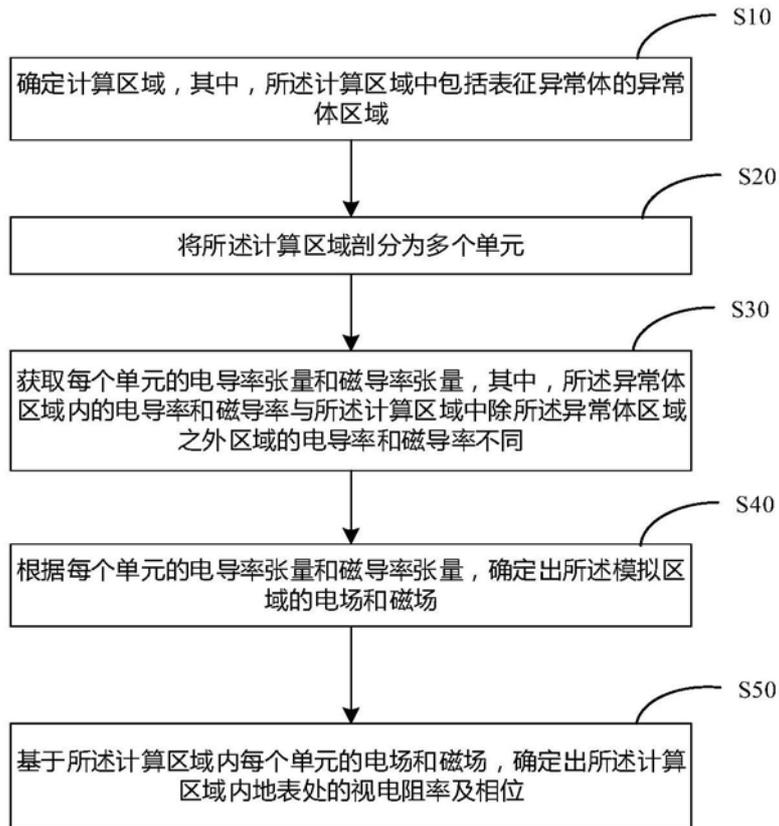


图1

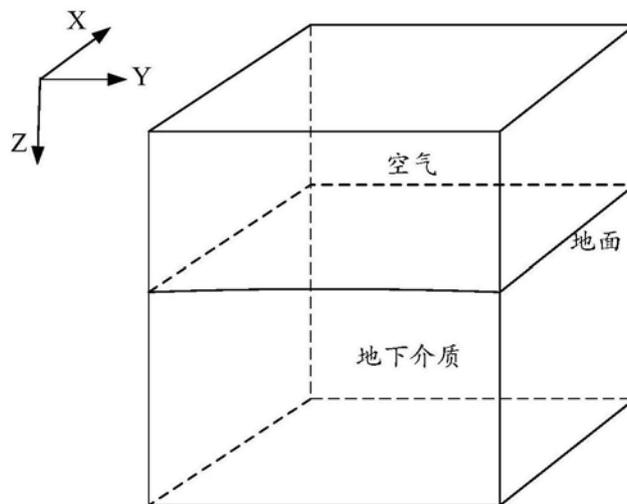


图2

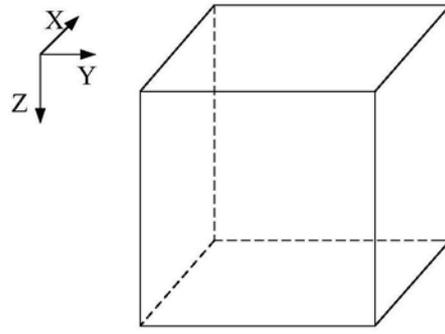


图3

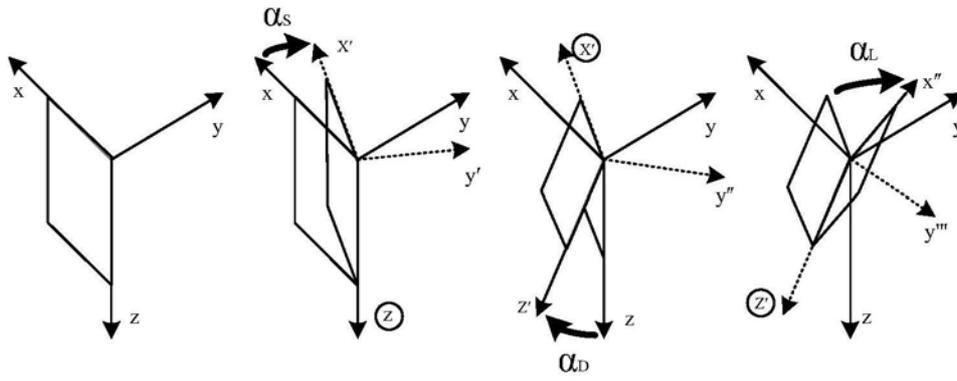


图4

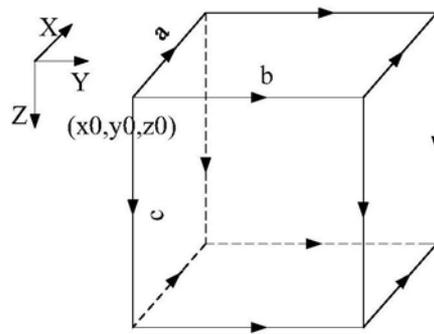


图5

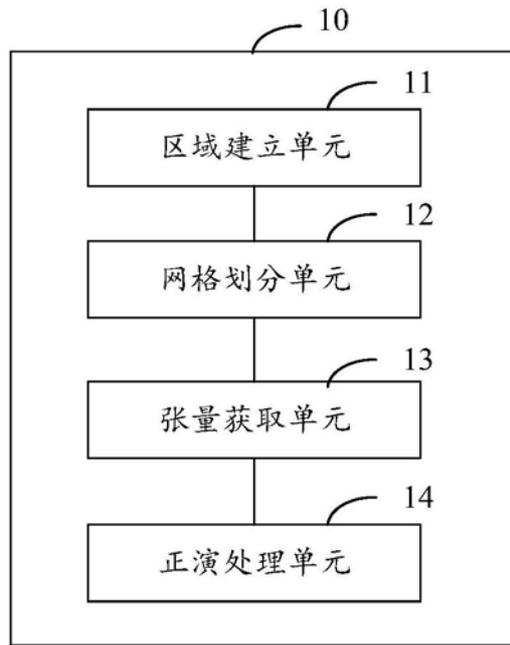


图6

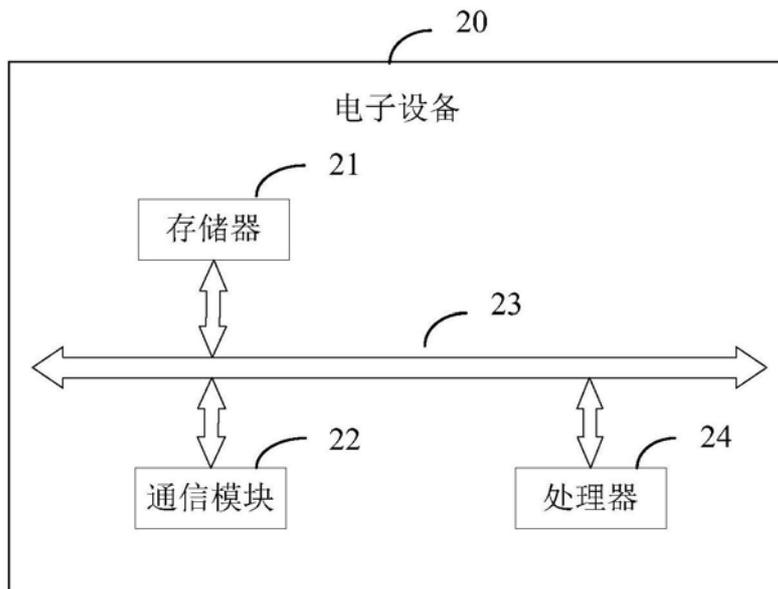


图7