

研究论文

磁感应通信的边界建立与分析

刘光华, 李秋澎, 赵国政, 张怀瑾

摘要 磁感应(magnetic induction, MI)通信具有受介质影响小、信道稳定的特点,能够有效解决电磁波(electromagnetic wave, EW)通信在极限环境中传输损耗过大的问题。然而,作为一种近场通信技术,其近场有效范围的局限性导致磁感应通信覆盖范围受限,因此,深入研究磁感应边界,对于指导磁感应通信系统的设计与优化具有重要意义。针对自由空间中薄环形天线电磁场的空间分布展开研究,综合考虑天线尺寸等参数,通过提出的判决参数给出更严格的磁感应边界。在此基础上,通过误差分析确定不同频率和空间角条件下环参数的取值范围,为磁感应通信参数设计提供理论支持。通过分析波阻抗幅值、空间电场与磁场相位差及磁感应接收强度因子空间变化率3种验证参数随距离的变化规律,深入揭示磁感应边界处的物理特性。研究发现,在磁感应边界处,磁场能量占主导地位,电磁场分布尚未达到稳定状态,且磁感应接收能量呈现快速衰减的物理性质。仿真结果表明,本文提出的磁感应边界公式能准确描述磁感应极限距离,确保在边界范围内有效发挥磁感应通信的特性。

关键词 磁感应通信;薄环形天线;电磁场分布;场域研究

随着通信场景不断拓宽和通信可靠性需求持续提升,极限环境下的通信成为新的研究热点^[1-2]。在智慧农业、边境安防、灾害救援和深海探测等场景中,均需建立高效稳定的通信链接^[3]。然而,电磁波通信在极限环境中面临高频衰减大、多径干扰严重和设备部署困难等挑战,亟须一种适应极限环境的通信方式^[4]。在此背景下,受环境影响小、能快速建立稳定可靠通信链路的磁感应通信得到广泛应用,为解决极限环境通信难题提供了新的思路^[5]。

磁感应通信作为一种新兴且极具潜力的物理层通信技术,在极限环境中的优势主要体现在以下2个方面。一方面,磁感应通信采用非传播的感应场而非辐射场进行信息传递,其近场通信方式保证了低传输

功率要求和更高的安全性^[6]。另一方面,磁感应通信对于非磁环境具有较强的鲁棒性,通信介质的磁导率是影响磁场能量接收的关键因素。由于极限环境中的磁导率与空气中的相近,因此,磁感应通信性能与空气中基本一致^[7-8]。此外,磁场的产生和传播对于天线尺寸无严格要求,可以根据场景合理设置收发线圈的尺寸,实现磁感应双向通信。在磁感应通信适用的近场区,辐射能量占比很小,因此,不存在多径衰落的问题^[9]。综上所述,磁感应通信作为电磁波通信的替代技术,在地下传感器网络和管道泄漏等领域展现出广阔的应用前景^[10-12]。磁感应通信的优势本质上源于其近场磁场强耦合、低衰减的性质,这种特性不仅决定了磁感应通信的极限距离,而且影响着能量传输效率。因此,准确界定磁感应边界不仅是工程实践的技术需求,也是深入理解磁感应通信的理论基础。

目前,国内外对场域建立和划分的方法主要包括

华中科技大学第六代移动通信研究中心和网络空间安全学院,
武汉 430070

收稿日期: 2025-01-06; 修回日期: 2025-05-12

基金项目: 国家重点研发计划项目(2024YFB2908802); 国家自然科学基金项目(62371200); 中国科协“青年人才托举工程”项目(2023QNRC001)

作者简介: 刘光华, 副教授, 研究方向为地下磁感应通信, 电子信箱: guanghualiu@hust.edu.cn

引用格式: 刘光华, 李秋澎, 赵国政, 等. 磁感应通信的边界建立与分析[J]. 科技导报, 2025, 43(14): 69-81; doi:10.3981/j.issn.1000-7857.2025.01.00081

基于电偶极子场域、基于天线波前等相位面、基于波阻抗以及基于误差分析的方法。其中,基于电偶极子场域的方法得到的边界条件被称为瑞利条件^[13],但其仅从电偶极子的电磁场数学表达式上推导场域划分标准,场域的物理意义不够明晰,难以适配真实天线的结果;基于天线波前等相位面的方法针对天线电磁波传播的波前相位误差进行研究,将一个在测量中可以容忍的最大相位误差量作为边界^[14],但该方法未直接考虑电磁场分量与距离的关系,强调的是波从球面波到平面波的近似过程;基于波阻抗的方法通过分析波阻抗的变化来划分场域,但不同场域划分的波阻抗阈值选择并无统一标准^[15],因此,波阻抗仅可作为场域建立的验证性参数,无法作为场域划分的直接依据;基于误差分析的方法通过有限元仿真或计算软件获取电磁场分布数值,并利用误差估计器量化场域划分的界限,虽然能够验证不同场域的性质,但无法直接推导出场域边界的显式表达^[16]。

基于上述 4 种基本方法,研究人员围绕不同天线模型、判决条件和误差界限,对场域建立和划分展开更为深入的研究。Laybras 等^[17]重新定义电偶极子与辐射特性相关的标准,确定短偶极子、半波长和全波长偶极子的辐射区域边界,提出更严格的限制条件,并给出远场区和近场感应区的新边界值。Amin 等^[18]提出一种基于波阻抗和相位差理论的场域划分新方法,并通过这 2 项指标明确感应近场与远场的数值界限。Baumgartner 等^[19]对偶极子天线、线圈天线和八木天线进行有限元仿真,依据 IEEE 标准对经典的远场和近场边界进行验证,证明场域划分标准和仿真结果存在差距,并提出新的“体素模型”和“表面模型”,以更好地表示天线场域。Selvan 等^[20]系统推导了适用于任意平面孔径天线的菲涅尔区和弗劳恩霍费尔区的边界条件,通过标量衍射理论中的相位因子展开,结合泰勒级数近似,提出统一的菲涅尔区和弗劳恩霍费尔区距离计算方法。Asvestas^[21]通过分析薄直导线散射磁场的格林函数表达式,提出 3 个基于幅度和相位误差限制的公式,分析认为场域距离并非固定参数,而是取决于具体应用对误差的敏感度。Monemi 等^[22]从相控阵天线特性出发,将其辐射近场区进一步细分为 3 dB 辐射焦点区、辐射焦点区和近场区,通过数值计算与最优化问题建立相控阵天线的场域标准,

并对不同场域的性质和误差进行分析。Nolwenn 等^[23]通过 Stratton-Chu 积分公式和格林函数,系统推导了菲涅尔距离和弗劳恩霍费尔距离,并提出一个新的依赖于发射端和接收端角度的弗劳恩霍费尔距离准则,修正场域建立与收发端相对角度无关的局限性。Cui 等^[24]根据无限小电偶极子模型重新分析电场特性,提出一种涉及距离和空间角的远场边界定义新方法。

综上所述,目前场域建立研究均选取特定的电磁参数指标,建模和分析多基于电天线平面波理论,缺乏适用于磁感应场域模型建立和分析的理论。鉴于磁感应通信与电磁波通信在模型建立和能量接收方面存在差异,建立薄环形天线空间中电磁场分布的精确模型,进一步给出适用于磁感应场域研究的判决参数,推导出基于天线尺寸的更严格边界,并结合 3 种验证参数证明磁感应边界处磁场感应能量占主导、电磁场分布尚未稳定和磁感应接收能量衰减较快的物理性质。最后,通过对磁感应边界计算的误差分析,得到环参数的取值范围,为磁感应通信系统设计提供指导。

1 相关理论

1.1 磁感应天线建模

在实际分析与模型建立中,磁感应发送线圈常被建模为磁偶极子模型^[3]。在该模型中,发送端被视作点源,接收端则被视作具有一定半径的环形天线。磁偶极子模型虽然便于表征空间电磁场的分布,但在简化计算过程中忽略了发送线圈的几何结构、形状尺寸和电流分布对空间电磁场分布的影响。鉴于磁感应近场电磁分量分布较复杂,引入薄环形天线模型进行分析。薄环形天线由金属导体绕制,在空间中具有一定体积,是以导体两端点作为馈电的天线结构,且绕制天线的导体周长远小于自由空间中的波长。

为了便于模型分析又不失一般性,当天线中电流恒定且沿导线均匀分布时($I = I_0 \hat{\phi}$),其中 I_0 表示天线中电流幅度, $\hat{\phi}$ 表电流沿着球坐标系中的方位角传输。进一步可以得到单个线圈在自由空间中的矢量磁位为^[13]

$$A_{\phi}(r, \theta, \phi) = \frac{a\mu_0 I_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \cos(\phi - \phi') \frac{e^{-jkR}}{R} d\phi' \quad (1)$$

式中, r 表示收发两端磁天线中心点的距离, ϕ 与 ϕ' 分别表示接收端和发送端线圈位置的方位角; $R = \sqrt{r^2 + a^2 - 2arsin\theta\cos(\phi - \phi')}$ 为发送磁天线线圈上一点到接收天线中心点的距离; θ 为空间角; k 为自由空间中的波数; j 表示虚数单位; μ_0 为真空中的磁导率; a 为薄环形天线的圆心至天线外绕线的距离。

薄环形天线几何结构见图 1, 其中 $P(r, \theta, \phi)$ 为接收天线的球坐标; I_ϕ 为沿方位角方向的电流强度。若要式(1)成立, 需满足环参数 $\nu = ka < 0.2 \text{ rad}$, 即导线中不同位置的电流不存在相位差异。有关天线计算的书籍均指出, 式(1)无法直接用于计算, 需进一步做出假设和近似处理^[13]。该模型适用于磁感应通信中频率较低且线圈尺寸较小的情况, 当频率提升或线圈半径增大至不再满足薄环形天线的适用条件时, 必须考虑电流沿导线分布的相位变化, 此时需将薄环形天线模型转换为行波环形天线模型^[25]进行分析。

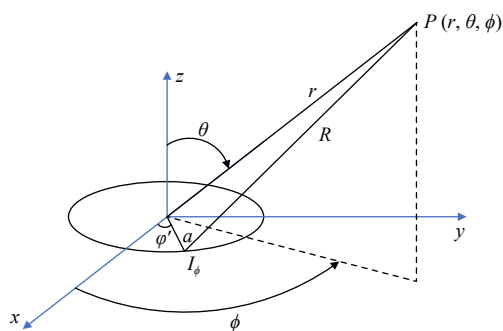


图 1 薄环形天线几何结构

1.2 感应电压与功率能量接收

目前, 电磁波路径损耗计算基于自由空间中的 Friis 传输公式, 无法适用于电磁波为球面波且能量激发方式不同的磁感应通信。本节从法拉第电磁感应定律接收端感应电压的角度出发, 分析接收端完全匹配时的功率模型。

传统磁感应通信利用等效电路法对路径损耗进行建模, 但由于电路设置和匹配方法存在差异, 导致接收功率不同, 无法获得统一的磁感应能量接收值。为避免上述问题, 已有研究利用电磁场分析构建磁感应通信路径损耗模型, 从而获取更加准确的路径损耗结果^[7]。

由法拉第电磁感应定律的积分形式可知, 在时变磁场下, 接收端静止的环形回路中感应电压时域表达式为

$$V_{\text{ind}}(t) = -N_r \frac{d\Phi}{dt} = -N_r \int_{S_r} \frac{\partial B}{\partial t} \cdot dS_r \quad (2)$$

式中, N_r 为接收线圈匝数; Φ 为穿过接收线圈的磁通量; $\partial B / \partial t$ 表示磁感应强度 B 随时间的变化率; S_r 为接收线圈处的表面积; 点积表示垂直穿过接收面的磁通量。

为了简化计算, 可以认为接收线圈范围内的磁感应强度均匀分布, 数值与环路中心位置处相近, 由此得到的接收回路感应电压幅值为

$$|V_{\text{ind}}| = \omega (N_r \cdot S_r) \cdot |B_{\text{MI}}| \quad (3)$$

式中, ω 为发送端激励信号的角频率; B_{MI} 为穿过接收环形回路的磁感应强度。当接收端天线完美匹配时, 得到的接收功率为

$$P_r = \frac{|V_{\text{ind}}|^2}{8R_a} = \frac{\omega^2 N_r^2 S_r^2 B_{\text{MI}} B_{\text{MI}}^*}{8R_a} \quad (4)$$

式中, R_a 为发送端的线圈电阻, B_{MI}^* 表示对接收环形回路的磁感应强度取共轭。

在统一接收线圈半径和匝数的情况下, 式(4)中接收功率与 $\omega^2 B_{\text{MI}} B_{\text{MI}}^*$ 成正比, 证明磁感应通信与电磁波通信在接收能量方式上存在显著差异。

1.3 当前天线场域划分与性质

在实际的电磁场空间分布中, 电磁场连续变化, 不存在主观设置的物理硬边界。在实际应用中, 为简化计算并利用某一场区内电磁场的性质, 引入限制条件对辐射源外部空间进行细分。当天线尺寸远小于信号波长时, 可将空间中的电磁场划分为远场区(辐射场区)、中间场区(辐射近场区)和近场区(感应近场区)^[10, 26], 具体情况见图 2, 其中 λ 为波长, D 为天线的最大孔径。各场区的主要性质与区别如下。

1) 远场区: 电磁波在局部空间表现为平面波, 其空间角与径向上的表达相互解耦, 辐射模式被完全定义且与径向距离无关。此外, 电磁波作为径向距离的函数, 在电磁场分布方向上, 场的径向分量是横向分量的高阶无穷小量。同时, 在远场条件下, 电场与磁场的比值趋于稳定且等于介质的本征阻抗。在众多应用中, 天线的辐射方向图在远场得到完全定义, 可以在模拟和测量中很好地使用天线的性能指标(如增益、旁瓣、波束宽度和零值)。

2) 中间场区: 作为远场区与近场区的过渡区域, 其性质与远场区类似。除电磁波在空间角与特定径向上未解耦, 很多远场区的性质与概念均可延伸至该

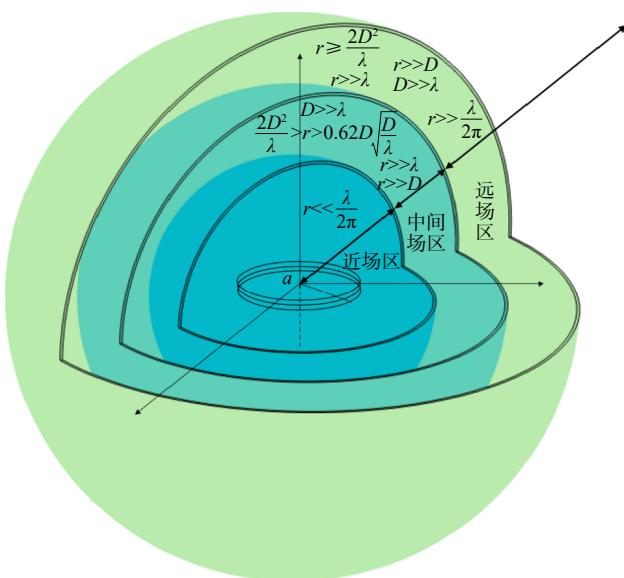


图2 近场、中间场和远场的场域划分

区域,但部分模糊性质有待进一步细化与研究。

3) 近场区: 作为天线与中间场之间的区域,区域内电磁波性质复杂,数学表达式须琐。近场区内能量表现为振荡形式,在空间中主要表现为存储状态且可恢复,并不向空间辐射。近场区内不存在稳定的方向图,场的分布结构与距离密切相关;同时,电场与磁场处于失相状态,二者具有任意方向。在近场区,感应功率占主导地位,在实际应用中需要充分考虑发射天线、接收天线与周围环境之间的电磁耦合,其能量传递效率与周围环境密切相关。

电磁波通信通常利用电天线辐射的远场信号,而磁感应通信使用磁天线的磁信号感应在近场区进行信息传递。由于磁感应在能量接收上存在差异,目前的近场区域无法完整描述磁感应通信的适用范围,因此需要确定磁感应通信的极限距离,明确磁感应边界及不同区域内的性质。

2 模型构建

2.1 电场和磁场建模

在对极限环境中的磁感应线圈进行建模时,考虑到环境对于天线尺寸和信号频率的限制,天线半径通常被控制在 0.5 m 内,同时信号频率在兆赫兹及亚兆赫兹范围内。基于此,引入薄环形天线模型对空间电场和磁场进行建模分析。薄环形天线上沿线电流的振幅和相位变化较小,近似呈均匀分布,且电流沿线

方向保持恒定。薄环形天线的限制条件为环参数 $v \leq 0.2$ rad,在此条件下假定电流为均匀分布。该模型以少量增加计算量为代价,可充分考虑电流沿导线的分布情况以及线圈半径对磁场分布的影响,有效提升模型的准确性和适用性。

在式(1)中,假设天线上的电流均匀同相,对于周长大于 1/4 波长的情况,可以在天线间隔处使用移相环,以此确保线圈中电流满足均匀同相的条件。考虑到图 1 中天线中心与坐标原点重合,薄环形天线模型为圆柱面对称,可设 $\phi = 0$,代入式(1)可得

$$A_{\phi}(r, \theta) = \frac{a\mu_0 I_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \cos\phi' \frac{e^{-jkR}}{R} d\phi' \quad (5)$$

由式(5)可知,磁感应通信的接收强度主要与磁感应强度和信号频率有关。在计算矢量磁位时,为了保证结果的准确性,并确保公式误差处于可控范围,可对相位项 e^{-jkR} 和幅度项 $1/R$ 分别采用不同的近似方法。针对相位项的简化,利用泰勒公式展开

$$\begin{aligned} e^{-jkR} &= e^{-jkr} e^{-jk(R-r)} = e^{-jkr} \cdot \sum_{n=0}^{\infty} \frac{[-jk(R-r)]^n}{n!} \\ &= e^{-jkr} \cdot [1 - jk(R-r) + o(-(jk(R-r))^2)] \quad (6) \end{aligned}$$

考虑到相位项对磁感应精度的影响较小,计算时取前 2 项作为近似值。以第 3 项作为近似误差项,把 $o(-(jk(R-r))^2)$ 表示的二阶高阶无穷小量舍去。由图 1 可知, R 、 r 和 a 构成三角形的 3 条边,由几何关系可知 $|R-r| < a$ 。在满足薄环形天线环参数限制条件下,对近似处理方式造成的误差很小,由此将相位近似结果代入式(5)可得

$$\begin{aligned} A_{\phi}(r, \theta) &= \frac{a\mu_0 I_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \cos\phi' \frac{(1 + jkr - jkR)}{R} d\phi' \\ &= \frac{a\mu_0 I_0}{4\pi} (1 + jkr) \int_0^{2\pi} \frac{\cos\phi'}{R} d\phi' - \\ &\quad jk \frac{a\mu_0 I_0}{4\pi} \int_0^{2\pi} \cos\phi' d\phi' \quad (7) \end{aligned}$$

由于式(7)中第 2 项积分为 0,仅需计算第 1 项的结果。因此,可将结果表示为第 1 类完全椭圆积分 $K(q)$ 和第 2 类完全椭圆积分 $E(q)$ 的组合

$$A_{\phi}(r, \theta) = \frac{\mu_0}{\pi} \cdot \frac{I_0 a (1 + jkr) e^{-jkr}}{\sqrt{a^2 + r^2 + 2arsin\theta}} \cdot \frac{(2 - q^2)K(q) - 2E(q)}{q^2} \quad (8)$$

$$q = \sqrt{\frac{4arsin\theta}{a^2 + r^2 + 2arsin\theta}} \quad (9)$$

得到自由空间中的矢量磁位 $\mathbf{A}_\phi(r, \theta)$ 后, 根据变换关系推导出电场强度和磁感应强度等电磁分量的表达式。由于矢量磁位 $\mathbf{A}_\phi$ 并非 ϕ 的函数, 可知 $\nabla \cdot \mathbf{A}_\phi = 0$, 因此电场强度仅有沿 ϕ 方向的分量 E_ϕ , 可得

$$\begin{aligned} E_\phi &= -j\omega\mathbf{A}_\phi - \frac{j}{\omega\mu\epsilon}\nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}_\phi) = -j\omega\mathbf{A}_\phi \\ &= \frac{k\eta}{\pi} \frac{I_0 a (kr - j)e^{-jkr}}{\sqrt{a^2 + r^2 + 2arsin\theta}} \cdot \frac{(2 - q^2)K(q) - 2E(q)}{q^2} \end{aligned} \quad (10)$$

式中, η 为波阻抗, μ 和 ϵ 分别表示介质中的磁导率和介电常数。

同理, 由矢量磁位和磁感应强度的旋度关系可以得到空间中的磁感应强度, 且磁感应强度仅有沿 r 和 θ 方向的分量, 即

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}_\phi = \begin{cases} B_r = \frac{1}{r\sin\theta} \cdot \frac{\partial}{\partial\theta}(\sin\theta\mathbf{A}_\phi) \\ B_\theta = -\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r}(r\mathbf{A}_\phi) \\ B_\phi = 0 \end{cases} \quad (11)$$

式中, B_r 、 B_θ 和 B_ϕ 分别表示磁感应强度沿 r 、 θ 和 ϕ 方向的分量。

2.2 磁感应边界模型

磁感应通信的优势在于其对复杂介质环境的鲁棒性和对低频信号传输的适配性, 可以根据实际场景需要和功率能量要求灵活调整信号频率和线圈半径。然而, 磁感应作为一种近场通信方式, 一旦超出有效传输范围, 其性能将显著下降。因此, 有必要明确磁感应的场域边界, 并突破传统场域边界仅依赖信号波长的局限, 在场域边界建立和分析中引入线圈参数等影响因素。

磁感应通信利用收发线圈的磁场耦合进行通信, 可以得到磁感应通信的路径损耗公式为^[4]

$$L_{MI}(r) = 6.02 + 60\lg r + 10\lg \frac{N_t}{N_r a_t^3 a_r^3} \quad (12)$$

式中, N_t 和 N_r 分别为发送线圈匝数和接收线圈匝数; a_t 和 a_r 分别为发送线圈半径和接收线圈半径。

在保持其他参数不变的情况下, 增大收发天线半径可以降低路径损耗, 但磁感应路径损耗公式的适用性需同时满足磁感应边界和误差分析的限制条件。因此, 构建边界模型并进行误差分析, 以确保其准确性和适用性。

2.2.1 边界模型构建

IEEE 标准将感应近场定义为紧密围绕在天线周围并以感应功率为主导的区域^[19], 其边界需要满足 $r_{\text{near}} < \lambda/(2\pi)$, λ 表示传输信号的波长。边界处 $r_{\text{rd}} = \lambda/(2\pi)$ 被称为弧度距离。本节在 IEEE 标准的基础上, 将磁感应边界建模为优化问题, 通过求解非线性方程得到磁感应边界。

依据 IEEE 标准对于近场界限的定义, 得到判决条件为

$$f(r, \theta, \phi) = 10\lg \frac{|\text{Im}(\mathbf{S}_r(r))|}{|\text{Re}(\mathbf{S}_r(r))|} \quad (13)$$

式中, $\mathbf{S}_r(r) = 0.5 \times \mathbf{E}_\phi \times \mathbf{H}_\theta^*$ 表示沿任意径向的复坡印亭矢量, 其中 $\mathbf{H}_\theta^*$ 表示 θ 方向的磁场强度取共轭。 $|\cdot|$ 表示取绝对值运算; $\text{Re}(\cdot)$ 和 $\text{Im}(\cdot)$ 分别表示对复数取实部与取虚部运算。复坡印亭矢量的虚部表示感应功率, 实部表示辐射功率。

式(13)展现了空间中辐射功率和感应功率的相对关系, 用于判断天线能量传递以电磁波还是磁感应为主导。为了简化式(10)、(11), 将第 1 类和第 2 类完全椭圆积分以幂级数的形式展开

$$\begin{cases} K(q) = \frac{\pi}{2} \left\{ 1 + \left(\frac{1}{2}\right)^2 q^2 + \left(\frac{1 \times 3}{2 \times 4}\right)^2 q^4 + \dots + \left[\frac{(2n-1)!!}{(2n)!!}\right] q^{2n} + \dots \right\} \\ E(q) = \frac{\pi}{2} \left\{ 1 - \left(\frac{1}{2}\right)^2 \frac{q^2}{1} - \left(\frac{1 \times 3}{2 \times 4}\right)^2 \frac{q^4}{3} - \dots - \left[\frac{(2n-1)!!}{(2n)!!}\right] \frac{q^{2n}}{2n-1} - \dots \right\} \end{cases} \quad (14)$$

将式(10)、(11)和(14)代入式(13), 计算并判断 $f(r, \theta, \phi)$ 的大小; 若 $f(r, \theta, \phi) > 0$, 则可判定为近场区域。依据 IEEE 标准关于感应近场和辐射近场边界的定义, 可将磁感应边界设定为辐射功率与感应功率绝对值相等的位置^[27]。基于此, 将该标准延伸至磁感应边界, 可将磁感应边界建模为如式(15)所示的优化问题

$$\begin{aligned} d_{\text{near}} &= \max\{r\} \\ \text{s.t. } C_1 &: |\text{Im}(\mathbf{S}_r(r))| = |\text{Re}(\mathbf{S}_r(r))| \\ C_2 &: r > a \\ C_3 &: 0 \leq \theta \leq \frac{\pi}{2} \\ C_4 &: a, r, k \in R^+ \end{aligned} \quad (15)$$

式中, d_{near} 表示最终求解的磁感应边界; $\max\{\cdot\}$ 表示求取最大值操作; $C_1 - C_4$ 表示了求解磁感应边界的 4 个限制条件。为了准确估计磁感应通信边界并推导其显式表达, 在场域划分时加入 $r < a$ 的条件; 同时, 根据薄环形天线的对偶性, 仅需研究上半平面 $z > 0$ 的区域, 且场域建立与方位角无关。 R^+ 限制了 a 、 r 和 k 的范围在正实数域。根据上述条件, 将式(13)代入式(15)进行推导计算。对结果进行化简, 可以得到分界条件为

$$f(r) = 10 \lg \cdot \frac{|2k^2r^4 + ak^2r^3 \sin \theta + r^2 - 2a^2 - ar \sin \theta - a^2k^2r^2|}{|2kr^3 + 4akr^2 \sin \theta + 2a^2kr + a^2k^3r^3 + k^3r^5 + 2ak^3r^4 \sin \theta|} \quad (16)$$

将 $f(r) = 0$ 作为磁感应边界的范围, 在该范围内, 磁感应能量占据主导; 超出此范围, 则电磁波通信更具优势。通过牛顿迭代法求解非线性方程, 得到包含空间角的磁感应边界表达式为

$$r_1 = \frac{\lambda}{2\pi} g(a, k, \theta) = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{1 + 2a^2k^2 + 8ak \sin \theta}{1 + 8a^2k^2 + 14ak \sin \theta} \quad (17)$$

需要注意, 式(17)可以表示为弧度距离项与修订因子项的乘积, 其中修订因子项 $g(a, k, \theta) = \frac{1 + 2a^2k^2 + 8ak \sin \theta}{1 + 8a^2k^2 + 14ak \sin \theta}$ 综合考虑薄环形天线的尺寸、形状和空间距离对边界的影响。结合自由空间中波长 λ 与波数 k 的关系 ($\lambda = 2\pi/k$), 且在最大化磁感应边界条件下方位角 $\theta = 0$, 可得

$$d_{\text{near}} = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{\lambda^2 + 8\pi^2 a^2}{\lambda^2 + 32\pi^2 a^2} = \frac{\lambda^3 + 8\pi^2 a^2 \lambda}{2\pi \lambda^2 + 64\pi^3 a^2} \quad (18)$$

2.2.2 误差分析

在推导式(16)的分界条件时, 为了简化计算, 可省略高阶项。本节先给出省略高阶项带来的最大误差, 然后引入相对误差估计器, 在设定误差界限的情况下得到环参数的取值范围。

磁感应边界的计算误差源于使用幂函数近似计算 2 类完全椭圆积分时的累计误差, 近似误差表示为

$$\frac{(q^2 - 4)K(q)}{q^3} + \frac{(4 - 3q^2)E(q)}{q^3(1 - q^2)} \approx \frac{\pi}{8} q \left(1 + \frac{3/4q^2}{1 - q^2} \right) \quad (19)$$

计算中省略高阶项 $3q^2/[4(1 - q^2)]$, 累积误差的最大值可表示为

$$\begin{aligned} \text{err}(S_r(r))_{\max} &= \left[(r^2 - a^2)(1 + jkr)(kr - j) \frac{3q^2}{4(1 - q^2)} \right]_{\max} \\ &= 6(k^{-2} - a^2) \frac{ak \sin \theta}{1 + a^2k^2 - 2ak \sin \theta} \end{aligned} \quad (20)$$

$\text{err}(\cdot)_{\max}$ 表示在 $r = d_{\text{near}}$ 条件下取最大误差项并计算其最大误差值作为累积误差最大值。考虑到式(20)为正实数, 计算误差只对坡印亭矢量实部产生影响。代入式(17)的分母中, 得到引入级数高阶项的磁感应边界为

$$r_2 = \frac{\lambda}{2\pi} \cdot \frac{1 + 2a^2k^2 + 8ak \sin \theta}{1 + 8a^2k^2 + 14ak \sin \theta + 6(1 - a^2k^2) \cdot \frac{ak \sin \theta}{1 + a^2k^2 - 2ak \sin \theta}} \quad (21)$$

将环参数 v 视为变量, 其数值反映了沿环电流振幅和相位分布的均匀程度。环参数大小直接决定级数高阶项的数值, 既影响磁感应边界的取值, 也影响边界模型使用的准确性。因此, 引入相对误差估计器 $\text{err}(v, \theta)$, 其定义为

$$\text{err}(v, \theta) = \frac{r_1(v, \theta) - r_2(v, \theta)}{\max_{v \in \theta} r_1(v, \theta)} = \frac{r_1(v, \theta) - r_2(v, \theta)}{d_{\text{near}}} \quad (22)$$

误差来源于使用 $r_1(v, \theta)$ 近似 $r_2(v, \theta)$ 时省略的高阶项, 通过设定相对误差容忍界限 $0 \leq \text{err}(v, \theta) < \chi$ ($\chi \geq 0$), 可以得到环参数的取值范围。相对误差越小, 使用薄环形天线模型越能准确描述空间中的电磁场分布, 进而准确界定因系统模型选择带来的误差。

3 仿真实验和结果分析

3.1 磁感应边界模型分析

磁感应天线和传统电磁波天线在不同区域内电磁场分布的差异, 是磁感应通信和电磁波通信的本质区别。本节首先对磁感应边界的计算结果进行仿真分析, 阐述磁感应边界处两侧的物理意义, 然后通过数值计算得到相对误差与环参数的关系, 并应用函数拟合方法得到任意相对误差下环参数的取值范围。

3.1.1 边界模型结果分析

通过数值仿真边界条件式(16)随距离的变化, 并在过零点处与磁感应边界式(18)的边界点进行对比, 分析磁感应边界的准确性与影响其边界的关键因

素。图3为同一频率和空间角条件下,不同半径薄环形天线感应功率和辐射功率密度比随波长归一化距离(r/λ)的变化关系。可见在磁天线附近区域,感应功率占主导地位,随着距离增加至弧度距离,辐射功率转为主导。功率密度比的分界处对应磁感应通信的有效范围,即磁感应边界。图4为频率和天线尺寸固定的情况下,不同空间角下薄环形天线感应功率和辐射功率密度比随波长归一化距离的变化关系。结果表明,当以式(17)作为判决条件时,不同角度对应的磁感应边界变化在0.05 rad内,说明场域划分对于空间角不敏感,因此可将磁感应边界建模为包裹磁感应天线的球半径。

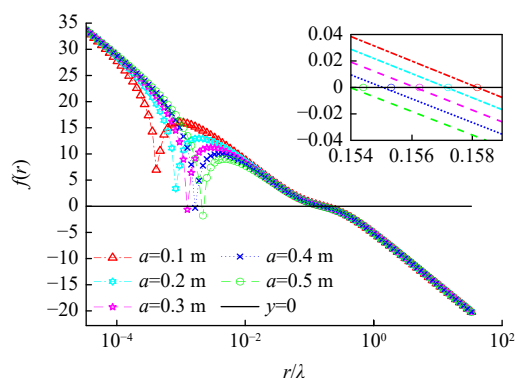


图3 $\theta=\pi/6$ 、 $f=1$ MHz 时不同线圈半径的磁感应边界

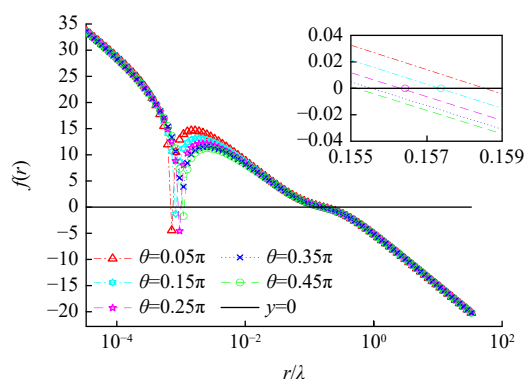


图4 $a=0.2$ m、 $f=1$ MHz 时不同空间角的磁感应边界

综合分析图3和图4的结果可知,磁感应边界可拆分为弧度距离项和修订因子项。其中,修订因子项表明磁感应边界与信号波长成正比,与天线尺寸成反比。信号波长越大,信号在空间中的变化速率越慢,需要传播更远的距离才能到达磁感应边界。这与传统认知中“天线尺寸越大,场域距离越大”的观点不同,仿真结果显示,天线尺寸的增加反而缩短了磁感

应边界的距离。这是因为磁感应边界受误差条件限制,需要结合3.1.2节中的误差分析综合考量。天线尺寸越大,其越不满足薄环形天线电流均匀分布的假设,导线中电流分布的变化导致空间电磁分量改变,在本文的判决参数下表现为磁感应边界随天线尺寸增大而减小。

若忽略天线尺寸对空间电场和磁场分布的影响,可将薄环形天线模型等效为空间中被视为无穷小点源的磁偶极子模型,线圈半径仅影响空间中的磁感应强度。当模型近似为 $m = Ia^2\pi$ 的磁偶极矩时,磁感应边界坍塌还原为弧度距离,表达式为

$$\lim_{a \rightarrow 0} d_{\text{near}} = \lim_{a \rightarrow 0} \frac{\lambda^3 + 8\pi^2 a^2 \lambda}{2\pi\lambda^2 + 64\pi^3 a^2} = \frac{\lambda}{2\pi} \quad (23)$$

3.1.2 误差模型结果分析

通过对2.2.2节提出的相对误差估计器进行数值仿真,综合分析环参数和空间角对相对误差的影响,结果见图5。利用二阶多项式拟合相对误差与环参数的关系,求得设定相对误差容忍界限下环参数的取值范围。

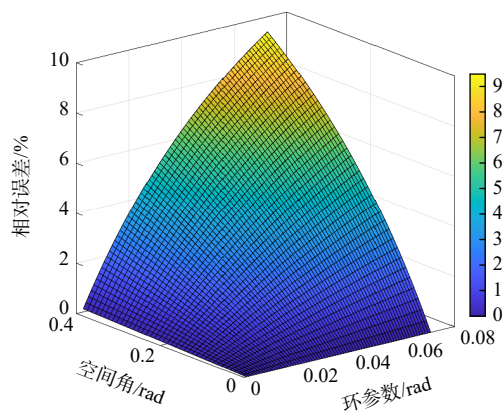


图5 相对误差、环参数和空间角的关系

图5在环参数 $v \in (0, 0.07)$ 、空间角 $\theta \in (0, \pi/8)$ 的条件下进行数值仿真。由仿真结果可知,空间角越大(即越偏离轴向距离),相对误差越大,环参数越大,相对误差也越大,说明磁感应边界公式的运用存在限制条件。

空间角分别取 $\pi/8$ 、 $\pi/10$ 和 $\pi/12$,先计算 $\text{err}(v, \theta)$,再对不同条件下的误差结果进行二阶多项式拟合,结果如图6所示。拟合结果中,决定系数 R^2 值均接近1,表明二阶拟合可以较好地表示环参数与相对误差的关系。通过拟合参数得到相对误差与环参数的关系,

结果见表 1。可见偏离中心轴角度越大,相对误差越大;在环参数较大时,空间角是影响磁感应边界的关键因素。此外,相对误差容忍界限要求越严格,环参数最大值越小,对于电流均匀分布的要求也越高。

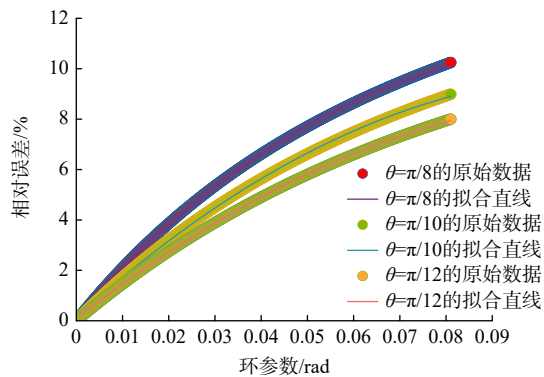


图 6 θ 为 $\pi/8$ 、 $\pi/10$ 和 $\pi/12$ 时相对误差与环参数的二阶多项式拟合结果

以线圈半径 $a=0.2$ m 为例,当加载 1 MHz 信号时,环参数为 0.0042 rad,满足表 1 的条件,验证了小线圈在低频率磁感应通信中的适用性。反之,可依据特定误差条件下的最大环参数,权衡磁感应线圈尺寸设计与信号频率选择。

表 1 相对误差与环参数的关系

空间角/rad	相对误差/%	环参数/rad
$\pi/8$	5	0.0279
	2	0.0095
$\pi/10$	5	0.0344
	2	0.0119
$\pi/12$	5	0.0410
	2	0.0142

3.2 磁感应边界参数分析

通过仿真分析,选取波阻抗幅值、电场与磁场的相位差以及磁感应接收强度因子变化率 3 种验证参数,对磁感应边界特性进行研究。具体验证了磁感应边界处电场与磁场能量的相对分布、电磁场的稳定性,以及磁感应接收能量的衰减特性等物理性质。

3.2.1 波阻抗理论

波阻抗是电磁波的一个重要参数,定义为电场强度与磁场强度的比值,用于反映空间中电场和磁场的变化关系。通过比较波阻抗与本征阻抗的相对大小,

可以评估空间中电场或磁场何者占主导地位。波阻抗可以理解为波阻抗与介质本征阻抗的匹配关系,当二者近似相等时,可认为能量全部被辐射出去;当波阻抗为介质本征阻抗的一半时,可认为电磁场空间中的辐射能量与感应能量各占一半,因此波阻抗与介质本征阻抗的相对大小可作为磁感应边界的验证参数。

图 7(a)为 10 MHz 信号频率下,薄环形天线波阻抗与波长归一化距离的关系。可见随着距离的增加,波阻抗不断增大且趋近于介质的本征阻抗,这反映出磁场的相对强度在不断减小,也说明电磁场中更多能量向辐射能量转化。当距离增加至磁感应边界($d_{\text{near}}\approx 4.7$ m)时,波阻抗 $\eta\approx 180\ \Omega$,略小于介质本征阻抗的一半,说明此时磁场的相对强度大于远场区。图 7(a)对不同线圈半径情况进行仿真,在到达磁感应边界时,波阻抗趋于一致,说明波阻抗作为验证参数可以反映磁感应边界处电场与磁场能量统一的变化趋势,但是天线尺寸变化对波阻抗影响较小,无法直接反映天线结构对磁感应边界的影响。

图 7(b)~(d)分别对信号频率为 1、0.5 和 0.1 MHz 的情况进行仿真,结果表明在不同频率下,磁感应边界处的波阻抗均满足 $\eta\approx 180\ \Omega$ 的条件,这说明在磁感应边界范围内,相较于无穷远处,磁场的相对占比达到 2 倍以上,证实了磁线圈激发磁场的能力更强,同时说明离天线较近的范围内更适合使用磁感应进行通信。此外,图 7 对比了波阻抗约为自由空间本征阻抗 50%(185 Ω)的波阻抗阈值条件。本文提出的磁感应边界与文献^[18]中提出的辐射近场条件划分结果相近,计算得到波阻抗差值约为 5 Ω ,空间差异仅约为 0.01 λ ,证明本文提出的划分标准可以准确反映磁线圈周围感应能量和辐射能量的变化情况。

3.2.2 相位差理论

电场和磁场的相位差反映了空间中电磁场的稳定性。在天线近场区,电场和磁场完全失相,空间能量主要以感应能量的形式分布;而在天线远场区,电场和磁场变为同相,能量则以辐射能量的形式分布。需要注意,电场和磁场之间的空间分布相位差保持恒定,二者在空间上相互垂直。但随时间变化的相位差会持续变化,可根据时间相位变化确定磁感应边界,下文提及的相位差均指空间某点处随时间变化的相位差。

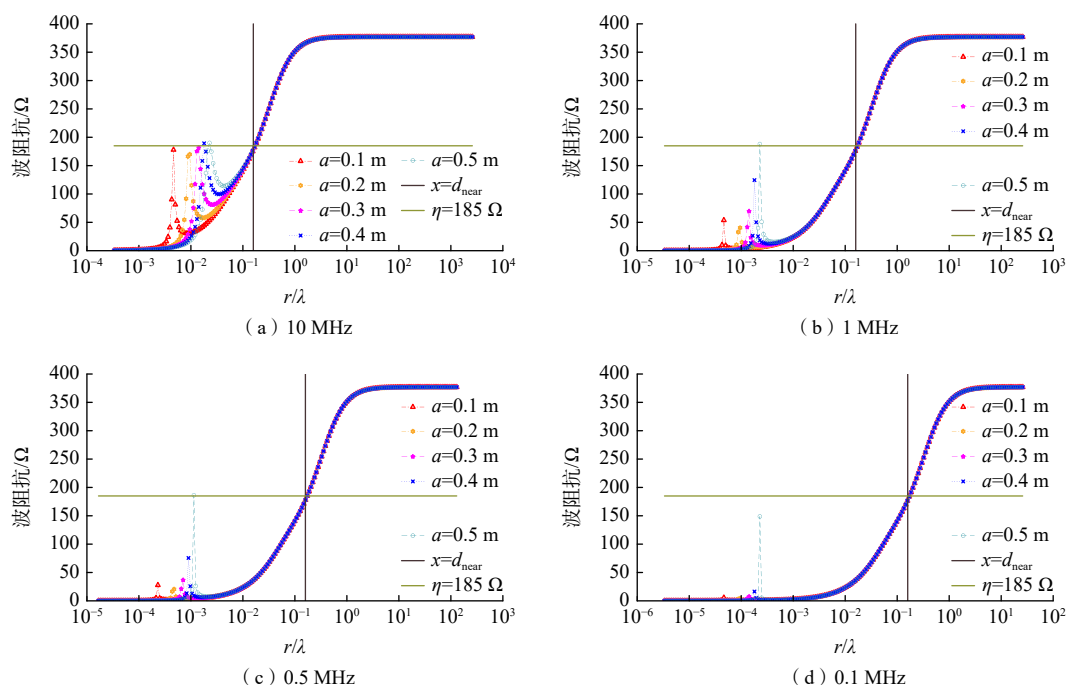


图7 不同频率下波阻抗随波长归一化距离的变化情况

不同频率下相位差随波长归一化距离的变化情况见图8, 仿真结果显示, 电磁场的相位差均从 90° 的失相状态逐步转变为 0° 的同相状态, 反映了空间中电磁场分布从不稳定到稳定的过程。当传输距离超过一个波长后, 相位差变化基本可以忽略, 电磁波已到达远场区, 此时电磁场保持稳定。在3种频率和不同

线圈半径的情况下, 仿真结果均显示在磁感应边界处, 电场和磁场之间存在 45° 的相位差。相位差理论的结果与波阻抗理论相符, 因为当电场和磁场相位差为 45° 时, 能量中的一半表现为实部的辐射能量, 另一半表现为虚部的感应能量。

需要注意, 不同信号频率和线圈半径不会影响磁

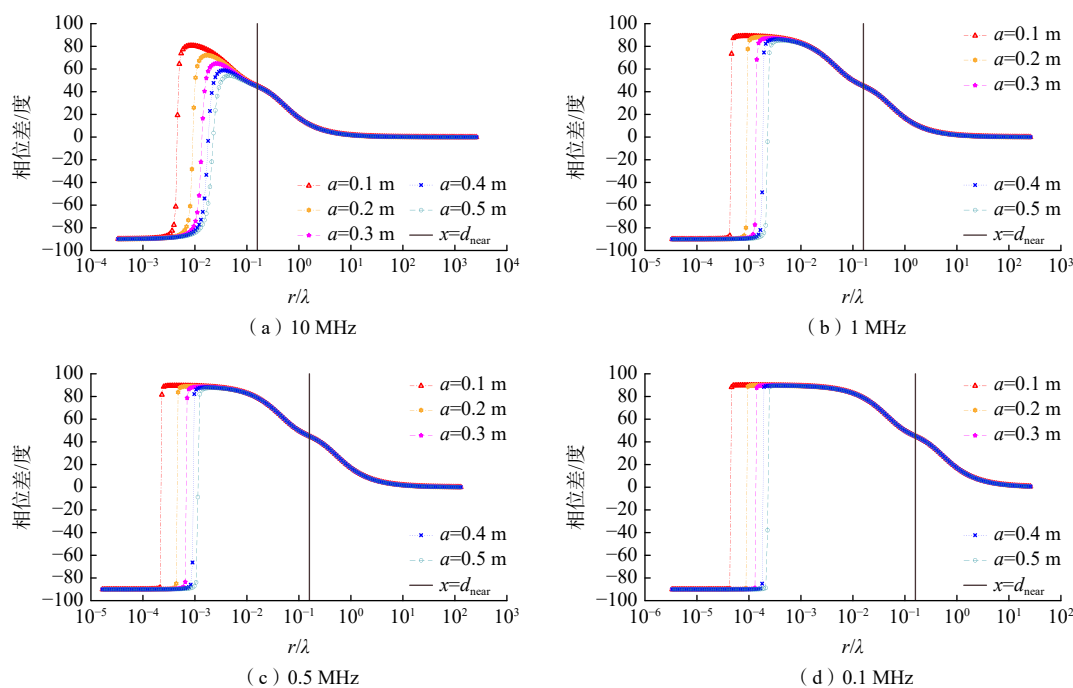


图8 不同频率下相位差随波长归一化距离的变化情况

感应边界处电磁场稳定的条件,因此,相位差同样可以作为一个验证参数,用于说明磁感应边界两侧的性质。然而,信号频率和线圈半径会影响相位差的收敛速度,线圈半径越大或者信号频率越高,相位差衰减速度越慢。这进一步说明环参数是指导磁感应通信与设计的关键因素。

3.2.3 磁感应接收强度因子空间变化率

磁感应通信基于法拉第电磁感应定律实现能量耦合,本节首先定义了磁感应接收强度因子,然后通过求取接收强度因子空间变化率并将其作为验证参数,证明磁感应通信的空间衰减特性。

磁感应通信通过收发天线之间的电磁耦合建立连接,在计算空间电场和磁场分布时,仅需考虑发送磁天线的模型;但在建立路径损耗模型时,需同时考虑收发天线的模型与尺寸。此外,磁感应分析方法基于弱耦合变压器模型,常使用等效电路模型进行分析。在不同等效方法和电路设置情况下,磁感应的接收功率在计算上存在差异,难以在同一框架下与电磁通信的接收功率进行比较。因此,分析磁感应通信接收功率时需从法拉第电磁感应定律出发,忽略阻抗匹配中不同等效电阻和归一化接收面积后,提炼出磁感应接收强度因子 $\kappa(r, \theta)$ 。其表达式为

$$\kappa(r, \theta) = \omega^2 B_{\text{MI}}(r, \theta) B_{\text{MI}}^*(r, \theta) \quad (24)$$

当接收天线平面垂直于磁场径向分量时,磁感应接收功率达到最大,此时 $B_{\text{MI}} = B_r$ 。式(24)反映了磁感应通信能量仅与磁感应强度有关,与电场强度无关。同时,考虑到复杂介质中磁导率为恒定值,说明磁感应通信对介质不敏感,相比电磁波通信,其受介质影响较小,能在复杂环境中实现稳定传输,充分体现了磁感应通信环境适应性强、受多径干扰影响小和跨介质能力强的特点。

磁感应接收强度因子是指在单匝线圈情况下,单位面积接收回路产生感应电压的平方。该值本身不能反映磁感应通信的边界条件,需进一步研究其空间变化率。当变化率小于特定阈值时,可认为磁场分布趋于稳定,由法拉第电磁感应定律激发的能量不再占主导地位,此时到达磁感应边界。

$\kappa(r, \theta)$ 的空间变化率定义为

$$\Delta\kappa = 10 \lg \left| \frac{\kappa(r_1, \theta) - \kappa(r_2, \theta)}{r_1 - r_2} \right| \quad (25)$$

$\Delta\kappa$ 表示 $\kappa(r, \theta)$ 随距离 r 的变化率。式(25)描述了同一空间角下,磁感应强度因子随径向距离的相对变化情况。结合式(24)、(25)可知,影响磁感应的关键因素是信号频率和磁感应强度。由图9(a)可知,在10 MHz信号频率下,随着波长归一化距离的增加,空间变化率持续减小,磁感应通信在超过一定距离后急

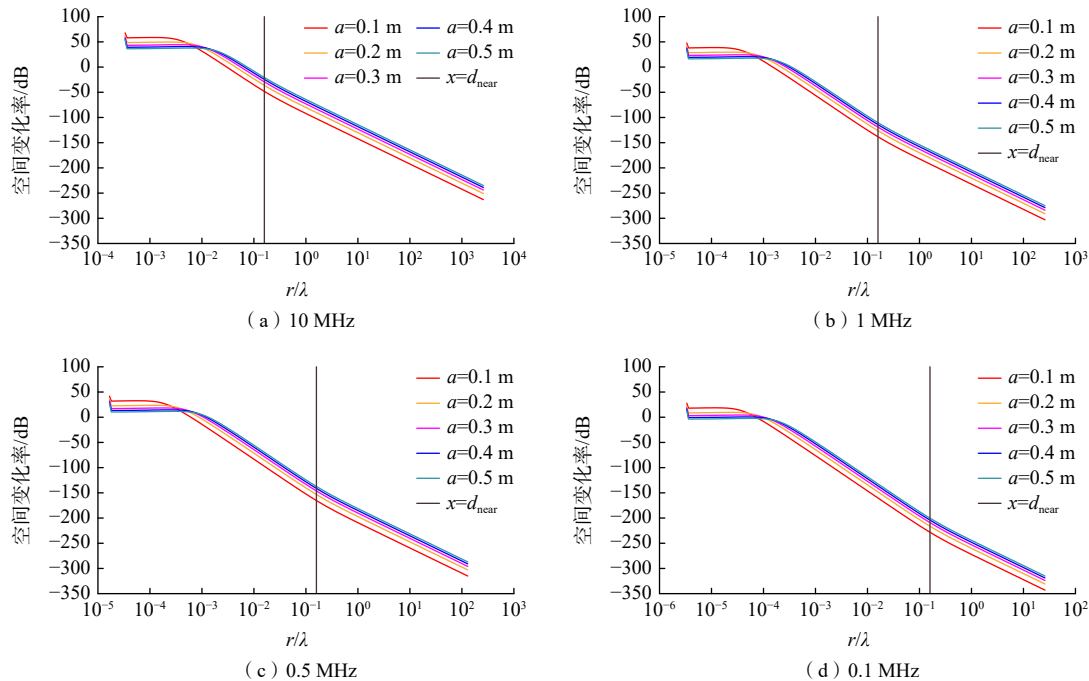


图9 不同频率下空间变化率随波长归一化距离的变化情况

剧衰减,磁场感应能量基本消失。比较不同线圈半径磁感应接收强度因子空间变化率可以发现,线圈半径越大, $\Delta\kappa$ 值越大,即空间差分值越大,但不同尺寸线圈衰减趋势一致,说明磁感应的衰减特性主要取决于感应能量的产生机制,与线圈尺寸无关。当线圈半径在0.1~0.5 m内变化时,磁感应边界处的 $\Delta\kappa$ 值均小于-20 dB,表明超过边界后磁感应能量变化很小,不再适用于磁感应通信。图9(b)~图9(d)分别对信号频率为1、0.5和0.1 MHz的情况进行数值仿真,结果显示低频情况下 $\Delta\kappa$ 值更小,磁场能量会在更近的距离下达到稳定状态。

图10为同一线圈尺寸下空间变化率及其对应的磁感应边界,可见在理想介质中,随着频率的提高,空间变化率增大,而磁感应边界向天线近端移动。这是因为磁感应通信基于法拉第电磁感应定律,其强度取决于磁场在一定空间范围内随时间的变化率。在其他条件不变的情况下,频率提高时,电磁场变化加快,感应能量随之增加。需要注意,虽然提高频率可以增强磁感应接收端能量,但依据场域划分公式,高频信号会更快进入远场区,此时使用电磁波通信在天线对准、结构设计上将更具优势。同时,数值仿真仅在理想介质环境中进行,未考虑复杂有损介质中因频率升高而产生的涡流效应和趋肤效应等损耗。由此可见,磁感应在实际应用中选取的频率并非越高越好,而是要综合考虑发送天线的设置和传输介质的特性。因此,磁感应边界界定了磁感应通信的极限距离,为发送天线设计和频率选择提供指导,在实际应用中可以融入调制、编码、磁超材料和磁多天线等技术,使实际通信距离向磁感应边界靠近。

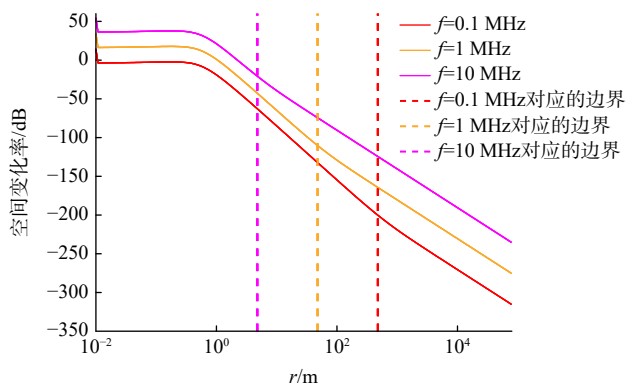


图10 同一线圈尺寸下空间变化率及其对应的磁感应边界

4 结论

针对现有场域模型存在的建模条件模糊、指标单一和难以延伸至磁感应通信等问题,本文提供了一种考虑磁天线尺寸和能量接收方式的边界计算公式。该公式通过引入磁天线结构参数,实现对空间电磁分布更精确的划分,使场域模型更加贴合真实电磁场的分布。此外,磁感应边界将磁感应能量激发原理引入判决参数,避免传统电磁波场域划分时指标使用不合理的情况,使边界划分符合基于接收功率强度的物理意义。通过仿真对比波阻抗幅值、空间电场与磁场相位差和磁感应接收强度因子空间变化率随距离的变化规律,揭示了磁感应边界处的物理特性:磁场能量占主导地位,电磁场分布处于非稳定状态,磁感应接收能量呈快速衰减趋势。磁感应边界的确定可以有效指导磁感应通信参数的选择,使电磁参数与环境因素相适配。但实际应用中,磁感应通信距离难以延伸至理论边界。未来研究需基于信道容量、误码率等通信指标,推导磁感应有效通信距离,并针对极限环境进行场域分析与模型构建,使模型能更好地指导分层异构介质中的磁感应通信。

参考文献(References)

- [1] Li Y Z, Wang S N, Jin C, et al. A survey of underwater magnetic induction communications: Fundamental issues, recent advances, and challenges[J]. IEEE Communications Surveys & Tutorials, 2019, 21(3): 2466–2487.
- [2] Wang C X, You X H, Gao X Q, et al. On the road to 6G: Visions, requirements, key technologies, and testbeds[J]. Communications Surveys & Tutorials, 2023, 25(2): 905–974.
- [3] Guo H Z, Ofori A A. Joint channel and antenna modeling for magnetic induction communication in inhomogeneous media[J]. IEEE Open Journal of the Communications Society, 2020, 1: 1457–1469.
- [4] Zhang H J, Liu G H, Xu Y, et al. LoRaAid: Underground joint communication and localization system based on LoRa technology[J]. IEEE Transactions on Wireless Communications, 2024, 23(5): 5248–5260.
- [5] Liu G H, Zhang H J, Deng S H, et al. Conductor-aware wireless underground sensor networks based on magnetic induction: Research challenges[J]. IEEE Network, 2024, 38(6): 259–266.
- [6] Sun Z, Akyildiz I F. Magnetic induction communications for

- wireless underground sensor networks[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 2010, 58(7): 2426–2435.
- [7] Gulbahar B, Akan O B. A communication theoretical modeling and analysis of underwater magneto-inductive wireless channels[J]. IEEE Transactions on Wireless Communications, 2012, 11(9): 3326–3334.
- [8] Deng S H, Liu G H, Chen Z W, et al. Channel modeling for MI-based wireless underground sensor networks with conductive objects[J]. Science China Information Sciences, 2024, 67(7): 179302.
- [9] Guo H Z. Performance analysis of near-field magnetic induction communication in extreme environments[J]. Progress in Electromagnetics Research Letters, 2020, 90: 77–83.
- [10] Liu G H. Frequency-switchable routing protocol for dynamic magnetic induction-based wireless underground sensor networks[J]. IEEE Journal of Selected Areas in Sensors, 2024, 1: 1–8.
- [11] Tan X, Sun Z, Akyildiz I F. Wireless underground sensor networks: MI-based communication systems for underground applications[J]. IEEE Antennas and Propagation Magazine, 2015, 57(4): 74–87.
- [12] Liu G H. A Q-Learning-based distributed routing protocol for frequency-switchable magnetic induction-based wireless underground sensor networks[J]. Future Generations Computer Systems: FGCS, 2023, 139: 253–266.
- [13] Balanis C A. Antenna theory: Analysis and design[M]. 4th Ed. New York: Wiley & Sons, 2016.
- [14] Abdallah M N, Sarkar T K, Salazar-Palma M, et al. Where does the far field of an antenna start?[J]. IEEE Antennas and Propagation Magazine, 2016, 58(5): 115–124.
- [15] Tsaliovich A, Haridim M, Gavan J. A critical note on the engineering model of radiating antenna in homogeneous medium: Field regions and transition zone boundaries[J]. IEEE Electromagnetic Compatibility Magazine, 2021, 10(1): 41–50.
- [16] Vallauri R, Bertin G, Piovano B, et al. Electromagnetic field zones around an antenna for human exposure assessment: Evaluation of the human exposure to EMFs[J]. IEEE Antennas and Propagation Magazine, 2015, 57(5): 53–63.
- [17] Laybras S, Combes P F. On radiating-zone boundaries of short, $\lambda/2$, and λ dipoles[J]. IEEE Antennas and Propagation Magazine, 2004, 46(5): 53–65.
- [18] Amin S, Ahmed B, Amin M, et al. Establishment of boundaries for near-field, fresnel and fraunhofer-field regions[C]//2017 IEEE Asia Pacific Microwave Conference (APMC). Kuala Lumpur, Malaysia. IEEE, 2017: 57–60.
- [19] Baumgartner P, Bauernfeind T, Renhart W, et al. Numerical investigations of the field regions for wire-based antenna systems[J]. IEEE Transactions on Magnetics, 2020, 56(3): 1–4.
- [20] Selvan K T, Janaswamy R. Fraunhofer and fresnel distances: Unified derivation for aperture antennas[J]. IEEE Antennas and Propagation Magazine, 2017, 59(4): 12–15.
- [21] Asvestas J S. How far is the far field?[J]. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, 2022, 64(6): 1927–1931.
- [22] Monemi M, Bahrami S, Rasti M, et al. A study on characterization of near-field sub-regions for phased-array antennas[J]. IEEE Transactions on Communications, 2025, 73(5): 2964–2979.
- [23] Nolwenn D, Christophe B, Gildas K, et al. Derivation of fresnel's and fraunhofer's distances from the stratton-chu radiation integral[C]//2023 IEEE Conference on Antenna Measurements and Applications (CAMA). Genoa, Italy. IEEE, 2023: 306–311.
- [24] Cui Q, Lu H L, Li B Z, et al. Far-field boundary determination of dipole antenna for indoor WLAN applications[C]//2019 Cross Strait Quad-Regional Radio Science and Wireless Technology Conference (CSQRWC). Taiyuan, China. IEEE, 2019: 1–2.
- [25] Hamed S M A, Bashir S O. New fields expressions of a traveling wave circular loop antenna[C]//2013 International Conference on Computing, Electrical and Electronics Engineering: 2013 International Conference on Computing, Electrical and Electronics Engineering (ICCEEE). Khartoum, Sudan. IEEE, 2013: 300–305.
- [26] Capozzoli A, Curcio C, D'Agostino F, et al. A review of the antenna field regions[J]. Electronics, 2024, 13(11): 2194.
- [27] IEEE Standard for Definitions of Terms for Antennas: IEEE 145—2013[S]. New York: Institute of Electrical and Electronics Engineers, 2014: 27–34.

Boundary establishment and analysis of magnetic induction communication

LIU Guanghua, LI Qiupeng, ZHAO Guozheng, ZHANG Huaijin

The Sixth Generation Mobile Communication Research Center and School of Cyberspace Security, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430070, China

Abstract Magnetic induction (MI) communication has the characteristics of being less affected by the medium and having a stable channel, which can effectively solve the problem of excessive transmission loss of electromagnetic wave (EW) communication in extreme environments. However, as a near-field communication technology, the limitation of its near-field effective range leads to the restricted coverage of magnetic induction communication. Therefore, in-depth research on the magnetic induction boundary is of great significance for guiding the design and optimization of magnetic induction communication systems. This paper studies the spatial distribution of the electromagnetic field of a thin ring antenna in free space, comprehensively considers parameters such as antenna size, and proposes a decision parameter to give a stricter magnetic induction boundary. On this basis, the range of ring parameters under different frequencies and spatial angles is determined through error analysis, providing theoretical support for the parameter design of magnetic induction communication. By analyzing the variation laws of three verification parameters, namely the amplitude of wave impedance, the phase difference between the spatial electric field and magnetic field, and the spatial variation rate of the magnetic induction receiving intensity factor, with distance, the physical characteristics at the magnetic induction boundary are deeply revealed. The research finds that at the magnetic induction boundary, the magnetic field energy is dominant, the electromagnetic field distribution has not yet reached a stable state, and the physical property of rapid attenuation of the magnetic induction receiving energy is presented. Simulation results show that the proposed magnetic induction boundary formula can accurately describe the magnetic induction limit distance and ensure the effective performance of magnetic induction communication within the boundary range.

Keywords magnetic induction communication; thin circular antenna; electromagnetic field distribution; field study ●



(责任编辑 王微)