

文章编号: 1001-4322(2010)03-0664-07

并行 3 维全电磁粒子模拟软件 NEPTUNE 的外加磁场模块设计*

董 焯, 杨温渊, 陈 军, 董志伟

(北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

摘 要: 介绍了 3 维全电磁粒子模拟软件 NEPTUNE 中常用外加磁场加载模块的设计思路和方法, 包括简单的磁场分布方程和离散数值加载、螺线管磁场加载、直线及螺旋线磁场分布加载、摇摆器磁场加载以及永磁体磁场加载等方式。每一类磁场加载模式都进行了实际算例的计算和验证, 计算结果表明各类磁场加载模块设计的正确性和可靠性。最后针对具体应用, 结合二极管电子束在不同外加引导磁场作用下的各种分布状态, 间接验证了磁场模块设计的可行性。

关键词: 高功率微波; 3 维全电磁粒子模拟; 外加磁场; NEPTUNE 程序

中图分类号: TN841; O411.3 **文献标志码:** A **doi:**10.3788/HPLPB20102203.0664

随着高功率微波(HPM)源器件研究的深入以及计算机并行技术的发展, 人们有需求也有能力对器件进行 3 维整体设计^[1-3]。目前国外已有多种能够用于 HPM 器件模拟的 PIC 软件, 其中, 美国空军实验室的 ICEPIC^[4] 程序具备 3 维问题的大规模并行计算能力, 工业界的 MAGIC^[5] 软件分别拥有 2.5 维与 3 维的串行及并行版本; 俄罗斯的 KARAT^[6] 为串程序, 可以模拟 2.5 维和 3 维问题。为适应我国 HPM 源发展研究的需求, 我们研制了 3 维全电磁粒子模拟大规模并程序 NEPTUNE。通过编制大规模并行 3 维全电磁粒子模拟软件, 我们可以得到 HPM 源器件相关物理现象更加细致的描述, 为实验提供比较精确的预估结果。通过不断新增程序的物理功能模块, 可以达到进一步完善和拓展程序功能, 使之模拟的范围更广、解决的问题更多, 使软件更具通用性是软件发展的必由之路。前期完成的 NEPTUNE 程序外加波和粒子发射模块^[7], 搭建了模拟磁绝缘线振荡器(MILO)器件的基本物理功能模块。但是, 很多 HPM 源器件中都需要外部磁场的加载, 有的利用外加磁场引导和约束粒子沿轴线运动, 例如: 返波管和行波管; 有的利用交替磁场对粒子在横向进行摇摆, 例如: 自由电子激光。因此, 外加磁场加载物理模块对于设计该类型的器件至关重要。本文主要研究了各种常用的磁场加载方式, 较为详细地讨论了其算法和数值计算格式, 并运用算例加以验证, 完善了自编软件的物理功能, 拓展了程序的通用性。

1 各种外加磁场模块的设计及其算法

1.1 给定轴向磁场分布, 利用磁场散度为零特性求解磁场其它分量

柱坐标系中, 在假定不存在角向磁场($B_\theta=0$)的情况下, 求解磁场散度方程

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1)$$

式(1)可以表示为

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(rB_r) + \frac{\partial B_z}{\partial z} = \frac{1}{r} \frac{\partial B_r}{\partial r} + \frac{B_r}{r} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

利用 FDTD 差分格式^[8], 式(1)在 $(i+1/2, k+1/2)$ 处可以离散为

$$\frac{1}{r_{i+1/2}} \frac{B_r(i+1, k+1/2) - B_r(i, k+1/2)}{\Delta r} + \frac{B_r(i+1, k+1/2) + B_r(i, k+1/2)}{2r_{i+1/2}} + \frac{B_z(i+1/2, k+1) - B_z(i+1/2, k)}{\Delta z} = 0 \quad (3)$$

由于 B_z 的值已知且只依赖 z 的改变而改变, $B_z(i+1/2, k)$ 可以表示为 $B_z(k)$, 又有圆心 $r_0=0$ 的位置上径

* 收稿日期: 2009-11-04; 修订日期: 2009-11-26

基金项目: 国家高技术发展计划项目

作者简介: 董焯(1981—), 男, 西安市人, 硕士, 研究实习员, 从事高功率微波技术方面的研究; dongye0682@sina.com。

向磁场为零的初始边界条件 $B_r(0, k+1/2)=0$, 利用公式(3)进行计算, 则 $B_r(i+1, k+1/2)$ 可求出。

作为算例, 我们给定一个类似螺线管磁场分布的轴向磁场分布函数, 求解其径向磁场分布。

$$B_z(r, z) = \frac{B_0}{1 + \exp[(z - z_b)/z_a]} \quad (4)$$

其中, $B_0=2.8 \text{ T}$, $z_a=2 \text{ cm}$, $z_b=29 \text{ cm}$ 。

计算结果如图1和2所示, B_z 的沿轴向分布基本类似螺线管的轴向磁场分布, 而计算出的径向磁场 B_r 在 (r, z) 面上的分布也基本符合螺线管的径向磁场分布特点。由此可以验证该类型的磁场加载方式正确可靠。

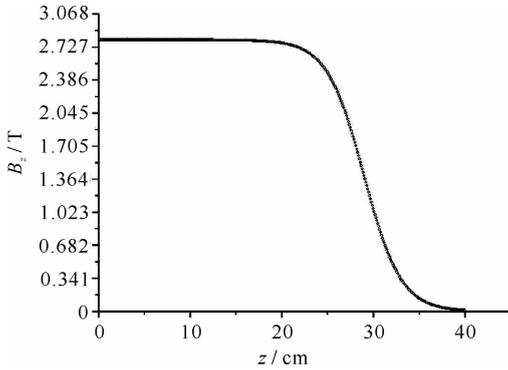


Fig. 1 B_z distribution along z axis

图1 B_z 沿轴向 z 的分布

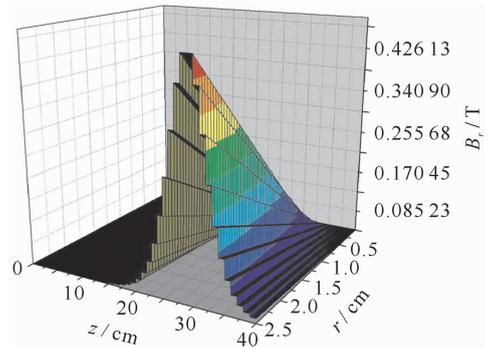


Fig. 2 B_r distribution on $r-z$ plane

图2 B_r 在 (r, z) 面上的分布

1.2 分别给定3个方向磁场沿轴向的分布

给定直角坐标系下的磁场3个分量的幅值 $B_{x_0}, B_{y_0}, B_{z_0}$, 以及轴向分布函数 $f(z)$, 则磁场3个分量的分布为: $B_x = B_{x_0} f(z)$, $B_y = B_{y_0} f(z)$, $B_z = B_{z_0} f(z)$ 。此情况不一定能够满足磁感应强度散度为零的特性。

1.3 给定空间内的离散点磁场分布, 通过线性插值求解计算网格上的磁场分量

直角坐标系下, 对于全空间磁场的3个分量 B_x, B_y, B_z 分别在 x, y, z 这三个方向上进行离散给值, 然后通过线性插值的方法对计算网格上的各个磁场分量进行赋值。

根据 Yee 的 FDTD 差分格式^[8], 网格上的磁场分量表示为: $B_x(i, j+1/2, k+1/2)$, $B_y(i+1/2, j, k+1/2)$, $B_z(i+1/2, j+1/2, k)$ 。定义坐标点 (x_0, y_0, z_0) 上的3个磁场分量为 $B_{x000}, B_{y000}, B_{z000}$; 坐标点 (x_0, y_0, z_1) 上的3个磁场分量为 $B_{x001}, B_{y001}, B_{z001}$; 坐标点 (x_0, y_1, z_0) 上的3个磁场分量为 $B_{x010}, B_{y010}, B_{z010}$; 坐标点 (x_0, y_1, z_1) 上的3个磁场分量为 $B_{x011}, B_{y011}, B_{z011}$; 坐标点 (x_1, y_0, z_0) 上的3个磁场分量为 $B_{x100}, B_{y100}, B_{z100}$; 坐标点 (x_1, y_0, z_1) 上的3个磁场分量为 $B_{x101}, B_{y101}, B_{z101}$; 坐标点 (x_1, y_1, z_0) 上的3个磁场分量为 $B_{x110}, B_{y110}, B_{z110}$; 坐标点 (x_1, y_1, z_1) 上的磁场分量为 $B_{x111}, B_{y111}, B_{z111}$ 。

如果 $x_0 < x_i < x_1$, $y_0 < y_{j+1/2} < y_1$, $Z_0 < z_{k+1/2} < z_1$, $B_x(i, j+1/2, k+1/2)$ 则可以表示为

$$B_x(i, j + \frac{1}{2}, k + \frac{1}{2}) = \frac{(x_i - x_0)(y_{j+1/2} - y_0)(z_{k+1/2} - z_0)}{\Delta x \Delta y \Delta z} B_{x000} + \frac{(x_i - x_0)(y_{j+1/2} - y_0)(z_1 - z_{k+1/2})}{\Delta x \Delta y \Delta z} B_{x001} + \frac{(x_i - x_0)(y_1 - y_{j+1/2})(z_{k+1/2} - z_0)}{\Delta x \Delta y \Delta z} B_{x010} + \frac{(x_i - x_0)(y_1 - y_{j+1/2})(z_1 - z_{k+1/2})}{\Delta x \Delta y \Delta z} B_{x011} + \frac{(x_1 - x_i)(y_{j+1/2} - y_0)(z_{k+1/2} - z_0)}{\Delta x \Delta y \Delta z} B_{x100} + \frac{(x_1 - x_i)(y_{j+1/2} - y_0)(z_1 - z_{k+1/2})}{\Delta x \Delta y \Delta z} B_{x101} + \frac{(x_1 - x_i)(y_1 - y_{j+1/2})(z_{k+1/2} - z_0)}{\Delta x \Delta y \Delta z} B_{x110} + \frac{(x_1 - x_i)(y_1 - y_{j+1/2})(z_1 - z_{k+1/2})}{\Delta x \Delta y \Delta z} B_{x111} \quad (5)$$

其中, $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ 为3个方向上离散给值的网格步长, 即 $\Delta x = x_1 - x_0$, $\Delta y = y_1 - y_0$, $\Delta z = z_1 - z_0$ 。

1.4 螺线管的磁场分布计算

螺线管是磁场加载中最为常用的一种方式, 其主要描述参数为: 线圈的平均半径 R_0 , 绕制线圈的总长度 L_0 , 绕制导线的厚度 d_0 , 除此之外, 还有绕制线圈的匝数 N 以及导线加载的电流值 I_0 。如图3所示。

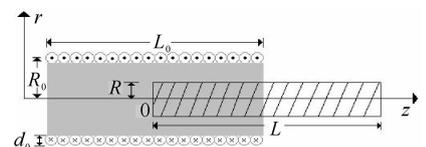


Fig. 3 Schematic of solenoid and magnetic field loading area

图3 螺线管及目标磁场加载区域

螺线管的磁场分布为^[9-10]

$$B_z(r, z) = \frac{\mu_0 I_0 N}{2\pi L_0 d_0} \int_{R_0-d_0/2}^{R_0+d_0/2} dR \int_{-L_0/2}^{L_0/2} dl \frac{1}{\sqrt{(r+R)^2 + (z-l)^2}} \left[K(k) + E(k) \frac{R^2 - r^2 - (l-z)^2}{(R-r)^2 + (l-z)^2} \right] \quad (6)$$

$$B_r(r, z) = \frac{\mu_0 I_0 N}{2\pi L_0 d_0} \int_{R_0-d_0/2}^{R_0+d_0/2} dR \int_{-L_0/2}^{L_0/2} dl \frac{(z-l)/r}{\sqrt{(r+R)^2 + (z-l)^2}} \left[-K(k) + E(k) \frac{R^2 + r^2 + (l-z)^2}{(R-r)^2 + (l-z)^2} \right] \quad (7)$$

其中, $K(k)$ 和 $E(k)$ 为第一和第二类完全椭圆积分

$$k^2 = \frac{4Rr}{(r+R)^2 + (z-l)^2} \quad (8)$$

$$K(k) = \int_0^1 \frac{dx}{\sqrt{(1-x^2)(1-k^2x^2)}} = \int_0^{\pi/2} \frac{d\varphi}{\sqrt{1-k^2\sin^2\varphi}} \quad (9)$$

$$E(k) = \int_0^1 \sqrt{\frac{1-k^2x^2}{1-x^2}} dx = \int_0^{\pi/2} \sqrt{1-k^2\sin^2\varphi} d\varphi \quad (10)$$

作为算例,我们计算了一组螺线管线圈加载的磁场分布,如图 3 所示。计算参数为:线圈平均半径 $R_0 = 5.1$ cm,绕制线圈总长度 $L_0 = 42$ cm,导线厚度 $d_0 = 4.0$ cm,匝数 $N = 1\ 000$,加载的电流值 $I_0 = 1$ kA。目标磁场加载区域为圆柱形,长 $L = 40$ cm,半径 $R = 2.5$ cm,取其轴向起始位置为螺线管的中心位置。

相应计算结果如图 4 所示,通过观察发现,轴向磁场 B_z 在螺线管内沿径向基本保持不变,一旦远离螺线管区域 B_z 迅速降低为零,轴向磁场 B_z 在螺线管内沿轴向分布情况满足其物理特性:管内保持不变,管端迅速下降;径向磁场 B_r 出现位置正好位于轴向磁场突降位置,且沿径向和轴向同时出现疏-密-疏分布,符合螺线管两端的径向场分布特性。计算结果验证了该类外加磁场加载模块的正确性和可靠性。

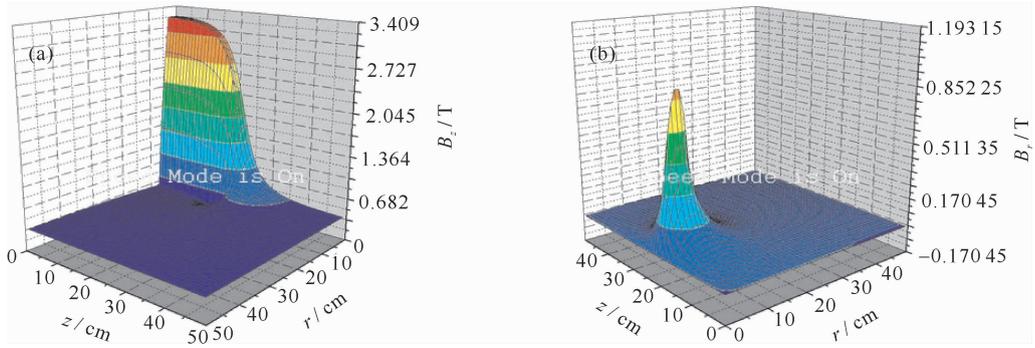


Fig. 4 Magnetic field distribution of solenoid on r - z plane

图 4 螺线管磁场在 (r, z) 面上的分布

1.5 利用毕奥-萨伐尔定律计算直线和螺旋线的空间磁场分布

此模块利用最基本的毕奥-萨伐尔定律求解电流元产生的磁场,然后通过对电流元积分,最终计算出空间某点总的叠加磁场。

毕奥-萨伐尔定律

$$d\mathbf{B} = \frac{\mu_0 I_0}{4\pi} \frac{d\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{r^3} \quad (11)$$

式中: I_0 为加载的电流强度; μ_0 为真空磁导率; r 为场点距离电流元中心的距离,定义电流元的中心位置坐标为 (x_0, y_0, z_0) ,定义场点位置坐标为 (x, y, z) ,电流元自身有向线段长度 $d\mathbf{l} = dl_x \mathbf{i} + dl_y \mathbf{j} + dl_z \mathbf{k}$,源点到场点的有向线段 $\mathbf{r} = (x-x_0)\mathbf{i} + (y-y_0)\mathbf{j} + (z-z_0)\mathbf{k}$, $r = \sqrt{(x-x_0)^2 + (y-y_0)^2 + (z-z_0)^2}$ 。

由此可得线电流元在场点 (x, y, z) 产生的磁场分量

$$dB_x = \frac{\mu_0 I_0}{4\pi} \frac{dl_y(z-z_0) - dl_z(y-y_0)}{r^3} \quad (12)$$

$$dB_y = \frac{\mu_0 I_0}{4\pi} \frac{dl_z(x-x_0) - dl_x(z-z_0)}{r^3} \quad (13)$$

$$dB_z = \frac{\mu_0 I_0}{4\pi} \frac{dl_x(y-y_0) - dl_y(z-z_0)}{r^3} \quad (14)$$

对式(12)~(14)沿电流方向积分,就可得到记及所有线电流在场点 (x, y, z) 叠加所产生总场的各个分量。

1.5.1 直线段电流磁场分布

此类模型所需参数为：加载电流 I_0 ，空间有向线段起点 (x_0, y_0, z_0) 和终点 (x_1, y_1, z_1) 。如图 5 所示。

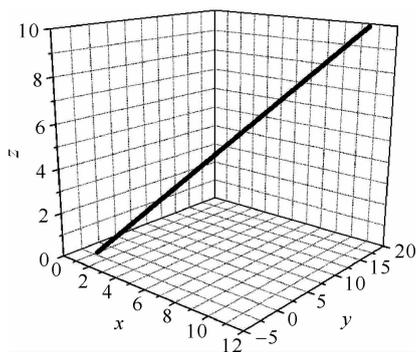


Fig. 5 Schematic of current element of direct line

图 5 直线段电流示意图

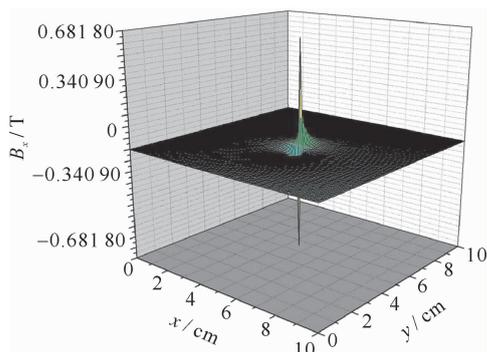


Fig. 6 B_x distribution of direct line on line-center cross section

图 6 磁场 B_x 在线段中心横截面上的分布

我们测试了一组直线段电流产生的磁场，线段起点坐标 $(5\text{ cm}, 5\text{ cm}, 0\text{ cm})$ ，终点坐标 $(5\text{ cm}, 5\text{ cm}, 15\text{ cm})$ ，加载电流 2 kA 。图 6 是计算出的磁场 B_x 在线段中心横截面上的分布。由于式(13)存在奇异性，在 r 为无限小时，计算出的磁场会无穷大，所以我们在编程中处理为当 r 小于一个足够小的值时，其产生的磁场为零。众所周知，直线段电流元产生的磁场只有角向分量 B_θ 且其大小与径向位置 r 成反比。为了仔细验证上述公理，我们在导线中心距离 1 mm 的位置上分别沿 x 和 y 方向做出了磁场 B_x 的分布图，如图 7 所示。图 7(a)证明了磁场具有大小与径向位置 r 成反比的特性，图 7(b)则证明了磁场具有角向磁场的方向性特征。

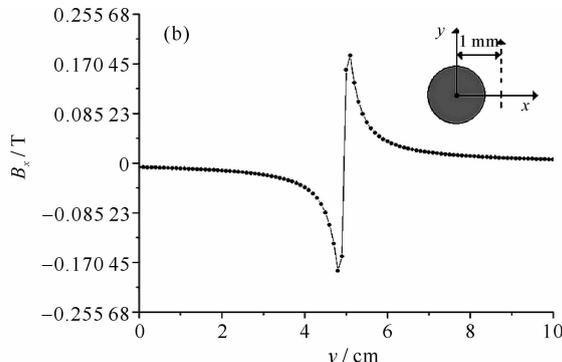
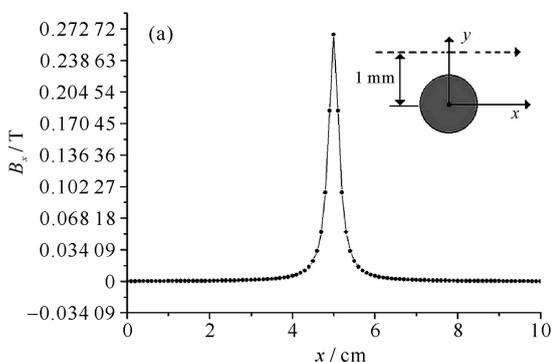


Fig. 7 B_x distribution along x and y axes

图 7 磁场 B_x 沿 x 和 y 方向变化示意图

1.5.2 螺旋线电流磁场分布^[11]

描述此类模型所需参数为：加载电流值 I_0 ，螺旋线中心位置 (x_0, y_0) ，螺旋线半径 R_0 ，螺旋线起始轴向位置 z_0 和 z_1 ，螺旋线步长 d_0 ，初始旋转角度 θ_0 。

螺旋线坐标点公式为

$$x = R_0 \cos(2\pi z/d_0 + \theta_0) + x_0 \tag{15}$$

$$y = R_0 \sin(2\pi z/d_0 + \theta_0) + y_0 \tag{16}$$

作为算例，我们测试一组螺旋线电流产生的磁场，加载电流 $I_0 = 2\text{ kA}$ ，螺旋线中心位置 $(5\text{ cm}, 5\text{ cm})$ ，螺旋线半径 $R_0 = 2\text{ cm}$ ，螺旋线起始轴向位置 $z_0 = 5\text{ cm}$ ， $z_1 = 10\text{ cm}$ ，螺旋线步长 $d_0 = 1\text{ cm}$ ，初始旋转角度 $\theta_0 = 0^\circ$ 。

计算结果如图 8 所示，图 9 为轴线磁场 B_z 在轴剖面 (x, z) 上的分布，可以看出其分布特性与螺旋线管类似，轴线磁场基本都位于螺旋线内部，只是在螺旋线附近由于计算奇异性，计算结果存在着一些较大的震荡，但是螺旋线内部场的计算是较为准确与可靠的，可以看出其分布特性与螺旋线管的无异。

上述两类模型的计算结果验证了该模块设计的正确性与可靠性。

1.6 摇摆器产生的摇摆磁场分布

摇摆器是一种在横向上采用交替磁场极性的磁场加载方式，该磁场使电子束在横向上做摇摆运动，此种类型的磁场加载方式主要应用于自由电子激光(FEL)装置上。

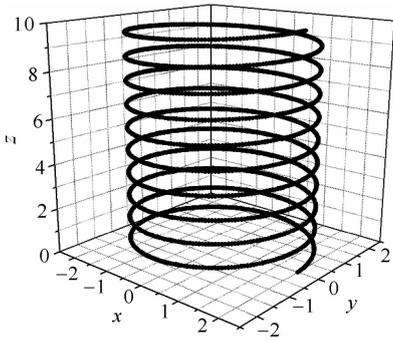
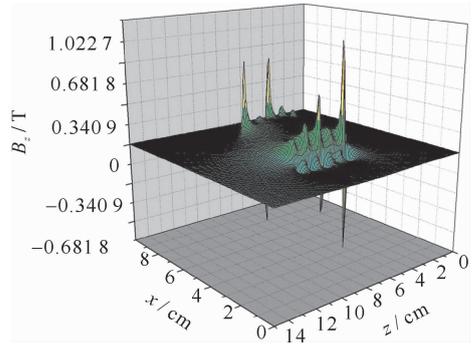


Fig. 8 Schematic of current element of helix line

图 8 螺旋线电流示意图

Fig. 9 B_z distribution on vertical (along the helix axis) cross section图 9 磁场 B_z 在轴剖面上的分布

此模块功能较为简单,可以直接由公式给出。加载横向磁场由 B_x 和 B_y 两个分量组成,且只随轴向位置 z 变化。这种磁场分布形式显然满足磁感应强度散度为零的条件。

$$B_x = -B_0 \cos(2\pi z/z_0) \quad (17)$$

$$B_y = -B_0 \sin(2\pi z/z_0) \quad (18)$$

式中: B_0 为加载磁场幅值; z_0 为摇摆磁场的空间周期。

1.7 永磁体的磁场分布

永磁体是一种天然产生磁场的材料,其内部结构有束缚的定向环形电流元分布,故能产生持续的磁场。永磁体结构外形有多种,我们经常使用的有矩形永磁体和圆环形永磁体,如图 10 所示。

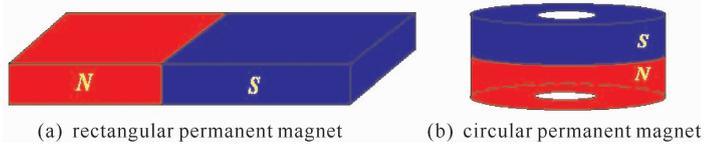


Fig. 10 Schematic of permanent magnets

图 10 永磁体示意图

在无自由电流的空间,磁场强度 \mathbf{H} 是无旋的,因此可以把 \mathbf{H} 表示为一个标量的梯度,即

$$\mathbf{H} = -\nabla \varphi_m \quad (19)$$

其中, φ_m 称为标量磁位。

根据磁场计算的磁荷模型^[12],空间磁场由磁荷产生。一块有限大小的永久磁铁在空间产生的磁场,可视为是按某种规律分布的磁荷在空间产生的磁场的叠加,即可将永久磁铁等效为按一定规律分布的磁荷,并有如下关系

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_0 = -\rho_m \quad (20)$$

式中: ρ_m 为体磁荷密度; \mathbf{B}_0 为永磁体的剩磁感应强度,其只存在于永磁体内部和其边界处。一般情况下,永磁体沿磁化方向均匀充磁, \mathbf{B}_0 为常矢量,因此 ρ_m 恒为零。所以对于均匀磁化的永磁体,只有面磁荷存在。

永磁体内的磁感应强度为

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} + \mathbf{B}_0 \quad (21)$$

永磁体外部区域磁感应强度为

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (22)$$

根据磁感应强度散度为零的特性,综合式(19)~(21)我们可以得到

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \nabla \cdot (-\mu \nabla \varphi_m + \mathbf{B}_0) = -\mu \nabla^2 \varphi_m + \nabla \cdot \mathbf{B}_0 = 0 \quad (23)$$

即

$$\nabla^2 \varphi_m = -\rho_m / \mu \quad (24)$$

式(24)为标准的泊松方程,根据 Yee 的 FDTD 差分格式可以对其离散为

$$\varphi_{m(i,j,k)} = \frac{1}{a} \left[\frac{\varphi_{m(i+1,j,k)} + \varphi_{m(i-1,j,k)}}{(\Delta x)^2} + \frac{\varphi_{m(i,j+1,k)} + \varphi_{m(i,j-1,k)}}{(\Delta y)^2} + \frac{\varphi_{m(i,j,k+1)} + \varphi_{m(i,j,k-1)}}{(\Delta z)^2} - \frac{\rho_{m(i,j,k)}}{u_{i,j,k}} \right] \quad (25)$$

$$a = 2 \left[\left(\frac{1}{\Delta x} \right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta y} \right)^2 + \left(\frac{1}{\Delta z} \right)^2 \right] \quad (26)$$

式(26)为线性方程组可以用 SOR 超松弛算法迭代求解。由于永磁体只有面磁荷存在,所以我们的计算模

型可以只考虑磁极两端面的磁荷分布,于是可以只在永磁体两端磁极各占总体积的 20% 处分别设置正负磁荷。

完成标量磁位的计算后,通过式(19)可以计算出磁场强度,由于采用 Yee 的 FDTD 差分格式,标量磁位定义在计算网格的结点位置,磁场强度定义在计算网格的面心位置,例如 H_x 可以表示为

$$H_x(i, j + 1/2, k + 1/2) = \frac{1}{8\Delta x} [\varphi_m(i + 1, j, k) + \varphi_m(i + 1, j + 1, k) + \varphi_m(i + 1, j, k + 1) + \varphi_m(i + 1, j + 1, k + 1)] - \frac{1}{8\Delta x} [\varphi_m(i - 1, j, k) + \varphi_m(i - 1, j + 1, k) + \varphi_m(i - 1, j, k + 1) + \varphi_m(i - 1, j + 1, k + 1)] \quad (27)$$

由于永磁体的磁导率 μ 远大于空气中的磁导率 μ_0 ,所以永磁体中的磁场强度 \mathbf{H} 近似为零,求解磁场强度时,可以将永磁体内部计算网格上的磁场强度置零,以减少计算量。

作为算例,我们计算了一个矩形永磁体的磁场分布,计算参数为:永磁体长 2.5 cm,宽 1 cm,高 1 cm,北极表面的磁荷量为 10 Wb,南极表面的磁荷量为 -10 Wb。计算结果如图 11 所示,我们观察距离永磁体中心位置 5 cm 处的北极附近横截面的磁场分布; B_x 在 x 方向呈现正负分布,在 y 方向呈现疏-密-疏分布; B_y 在 y 方向呈现正负分布,在 x 方向呈现疏密疏分布; B_z 在 x 方向和 y 方向均呈现疏-密-疏分布。以上结论符合矩形永磁体空间磁场分布特征。上述算例我们验证了该类永磁体磁场加载模块的正确性与可靠性。

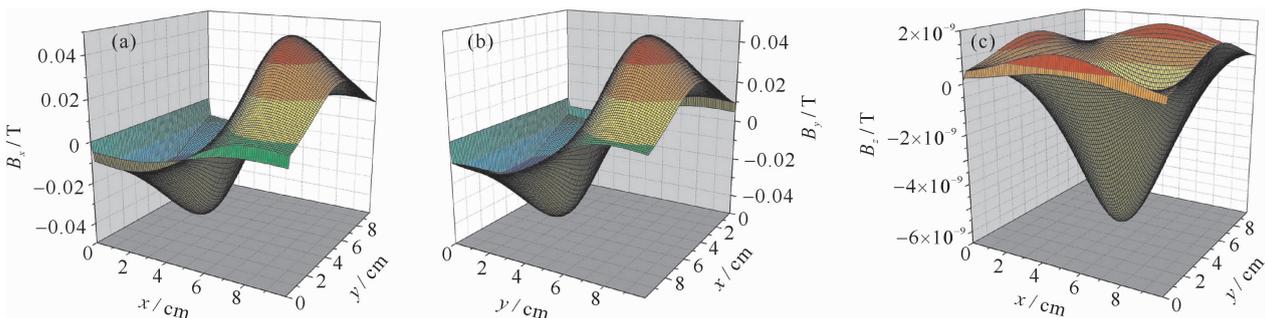


Fig. 11 Magnetic field distribution on the cross section near N-pole of rectangular permanent magnet

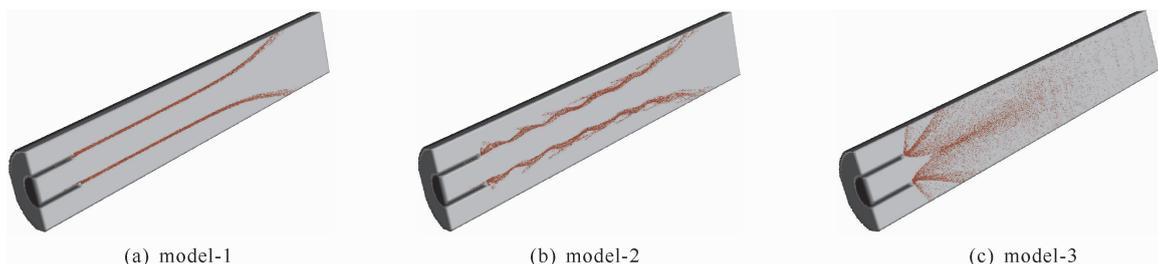
图 11 矩形永磁体在 N 级附近横截面上的磁场分布

2 磁场模块应用实例——引导磁场对环形电子束的横向箍缩

磁场模块最为实际的应用就是利用磁场来改变或规范带电粒子的运动状态,而轴向引导磁场对环形电子束的横向约束和箍缩又是最为基本的需求牵引,大多数慢波器件都要用到,例如:返波管振荡器、行波管放大器。作为算例,我们测试了一个二极管发射电子束在轴向磁场作用下的运动行为。

相应参数为:二极管阳极筒半径为 2.5 cm,长 30 cm;阴极的内半径为 0.8 cm,外半径 1.0 cm,长 3.2 cm;发射电流强度为 5 kA。利用螺线管模块加载轴向引导磁场,根据所加磁场大小不同,分为 3 组模型。model-1 的螺线管参数为:线圈平均半径 5.1 cm,绕制线圈的总长度 42 cm,绕制导线的厚度 4.0 cm,线圈的匝数 1 000,加载的电流值 1 kA;model-2 的螺线管参数同 model-1,只是加载的电流降低到 200 A;model-3 不加磁场。

计算可得:model-1 轴向引导磁场的最大值大约为 2.8 T;model-2 轴向引导磁场的最大值大约为 0.57 T。3 种模型下电子束的运动轨迹如图 12 所示,可以看出:model-1 中 2.8 T 的轴向引导磁场足够强,在横向完全



(a) model-1

(b) model-2

(c) model-3

Fig. 12 Trajectories of electrons emitted by coaxial diode under different axial guide magnetic fields

图 12 二极管发射电子束在轴向引导磁场作用下的运动轨迹

箍缩住了电子束,电子束为理想的环形束;model-2 中 0.57 T 的轴向引导磁场在横向上已经不足以箍缩住电子束,电子束在传输过程中在横向上有起伏运动;model-3 未加磁场,电子从阴极面发射出来后,由于受到空间电荷间斥力的作用而迅速向四周发散,发射出的电子已完全不是环形束。

3 结 论

本文较为详细地研究和分析了儿种常用外加磁场加载方式的物理方案和数值计算格式,包括:磁场分布方程及数值加载方式、电磁聚束加载方式和永磁聚束加载方式等 3 大类。每种加载方式都进行了实际算例的验证,该类模块的设计完善了自编软件 NEPTUNE 的物理功能,拓展了程序的通用性。

参考文献:

- [1] Benford J, Swegle J A, Schamiloglu E. High power microwaves[M]. 2nd ed. New York: Taylor and Francis, 2006.
- [2] Baker R J, Schamiloglu E. High-power microwave sources and technologies[M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2005.
- [3] 周传明,刘国治,刘永贵,等.高功率微波源[M].北京:原子能出版社,2007.(Zhou Chuanming, Liu Guozhi, Liu Yonggui, et al. High power microwave sources. Beijing: Atomic Energy Press, 2007)
- [4] Havranek J J, Smith B J. A portable parallel particle in cell code[C]//AIAA, Aerospace Sciences Meeting. 1996.
- [5] ATK Mission Research. The MAGIC user's manual[K]. USA, 2005.
- [6] Tarakanov V P. User's manual for code KARAT[K]. Russia, 2005.
- [7] 董烨,杨温渊,董志伟,等.3 维全电磁粒子模拟软件的外加波与粒子模块设计[J].强激光与粒子束,2009,21(4):481-488.(Dong Ye, Yang Wenyuan, Dong Zhiwei, et al. Design of external-wave and particle modules for 3D fully electromagnetic and PIC simulation software. *High Power Laser and Particle Beams*, 2009, 21(4):481-488)
- [8] 王秉中.计算电磁学[M].北京:科学出版社,2002.(Wang Bingzhong. Computational electromagnetics. Beijing: Science Press, 2002)
- [9] 罗澄侯,寇廷耀.电磁场与电磁波解题方法[M].北京:电子工业出版社,1988.(Luo Chenghou, Kou Tingyao. Solution methods of electromagnetic field and wave. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 1988)
- [10] 戴嘉尊.数学物理方程[M].南京:东南大学出版社,2002.(Dai Jiazun. Equations in mathematic physics. Nanjing: Southeast University Press, 2002)
- [11] 王晓颖,李武军.载流圆环空间磁场分布的研究[J].西安工业学院学报,2004,24(3):292-295.(Wang Xiaoying, Li Wujun. Distributing of magnetic field about a current carrying coil. *Journal of Xi'an Institute of Technology*, 2004, 24(3):292-295)
- [12] 李景天,宋一得.用等效磁荷计算永磁体磁场[J].云南师范大学学报,1999,19(2):33-36.(Li Jingtian, Song Yide. Computation of the magnetic field of permanent magnet with equivalent magnetic charge method. *Journal of Yunnan Normal University*, 1999, 19(2):33-36)

Design of external magnetic field loading modules for 3D fully electromagnetic and PIC simulation parallel code NEPTUNE

Dong Ye, Yang Wenyuan, Chen Jun, Dong Zhiwei

(Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, P. O. Box 8009, Beijing 100088, China)

Abstract: The algorithms and numerical schemes of some usual external magnetic field loading modules were introduced and studied in detail for the 3D fully electromagnetic and PIC simulation code NEPTUNE. The loading of simple magnetic field distribution function and discrete magnetic field data, the loadings of magnetic field distributions produced by current elements of direct and helix lines and solenoid, and the loadings of magnetic fields produced by wiggler and permanent magnet were all included and discussed thoroughly. All the calculated results validate the credibility of these external magnetic field loading modules. As a practical example, a coaxial diode with electron beam emission under different guide magnetic fields was test. Its emission characteristics validate these field loading modules indirectly.

Key words: high power microwave; 3D fully electromagnetic and particle-in-cell simulation; external magnetic field; NEPTUNE code