

一种可用于极化 ^3He 实验的新型磁场系统

王文钊 胡碧涛 郑皓 屠小青 高朋林 闫松 郭文传 闫海洋

A new magnetic field system for ^3He polarization

Wang Wen-Zhao Hu Bi-Tao Zheng Hao Tu Xiao-Qing Gao Peng-Lin Yan Song Guo Wen-Chuan
Yan Hai-Yang

引用信息 Citation: [Acta Physica Sinica](#), 67, 176701 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20180571

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20180571>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I17>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

[交变力磁力显微镜动态成像技术的研究](#)

Dynamic magnetic imaging by alternating force magnetic force microscopy

物理学报.2014, 63(17): 178503 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.178503>

一种可用于极化 ^3He 实验的新型磁场系统*

王文钊¹⁾ 胡碧涛^{1)†} 郑皓²⁾ 屠小青²⁾ 高朋林²⁾ 闫松²⁾
郭文传²⁾ 闫海洋^{2)‡}

1) (兰州大学核科学与技术学院, 兰州 730000)

2) (中国工程物理研究院核物理与化学研究所, 绵阳 621900)

(2018年3月30日收到; 2018年5月25日收到修改稿)

原子核自旋极化的 ^3He 气体已被深入研究并广泛用于各种科学实验. 在过去的极化 ^3He 实验中, 为了减小磁场梯度对纵向弛豫时间的影响, 通常会建造大尺寸的亥姆霍兹线圈来提供所需均匀度的主磁场环境. 本文通过计算得到了新的六正方形线圈系统, 可以为极化 ^3He 实验提供小型高均匀性的磁场装置. 其中线圈系统内部超过30%的区域磁场梯度满足 $\sqrt{|\nabla B_x|^2 + |\nabla B_y|^2}/B_0 < 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$, 这一均匀区域比例超过了现在所有用于极化 ^3He 实验的线圈装置. 对于其他需要大均匀区域磁场环境的研究实验, 新的六线圈系统也具有很好的应用价值.

关键词: 自旋极化 ^3He , 弛豫时间, 磁场梯度

PACS: 67.30.ep, 85.70.Ay

DOI: 10.7498/aps.67.20180571

1 引言

近年来, 极化 ^3He 气体被深入地研究并广泛地应用于各类科学实验之中. 极化的 ^3He 气体可以作为等效的极化中子靶用来研究中子与带电粒子或光子的反应^[1]; 极化的 ^3He 气体还可以用于探测超标准模型新的相互作用, 譬如测量极化 ^3He 的核磁共振(NMR)频率的频移大小可以定量地探测自旋相关新的相互作用强度^[2-4], 而通过测量极化 ^3He 气体的弛豫时间可以研究速度相关的新相互作用^[5]; 此外, 极化的 ^3He 气体可以应用于磁强计^[6,7]和核磁共振成像(MRI)^[8]等领域; 最后, 因为极化 ^3He 原子核对中子的吸收截面与两者自旋取向的高度相关性, 所以高度极化的 ^3He 气体也可以作为中子自旋过滤器用于中子极化和极化分析^[9]等. 目前, 国内三大中子源CMRR, CARR, CSNS都在开展这种基于极化 ^3He 的中子极化及极化分析技术

的研究.

线圈技术的进步是促进极化 ^3He 实验成熟的一个关键因素, 均匀的磁场环境使得 ^3He 的极化率提高^[10-12]. 极化 ^3He 实验中需要主磁场为 ^3He 提供极化方向. 本文拟研究并改进极化 ^3He 实验中主磁场线圈的构型和参数, 从而设计出能够满足纵向弛豫时间 T_1 长达数百小时的小型 ^3He 极化装置, T_1 是一个自旋极化的系统回到热平衡态的平均时间. 为了让极化 ^3He 的纵向弛豫时间长达数百小时以满足中子极化等应用的需求, 需要 ^3He 气体所在区域的主磁场梯度小于 $10^{-4}B_0 \text{ cm}^{-1}$, 其中 B_0 是极化方向的主磁场强度. 现有的 ^3He 实验中常用亥姆霍兹线圈提供主磁场, 为了达到上述磁场均匀度, 有些线圈的尺寸甚至达到了直径约1.5 m或以上; 同时为了匹配后续电子学参数, 要求 ^3He 所在区域的主磁场强度约为10 G ($1 \text{ G} = 10^{-4} \text{ T}$), 需要约1000 A·匝的磁场线圈^[13-15]. 已有的高均

* 国家重点研发计划“大科学装置前沿研究”重点专项(批准号: 2016YFA0401500) 和国家自然科学基金(批准号: 11675152, 91636103, 11575073)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hobt@lzu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: hyan@caep.cn

匀度的磁场构型例如马鞍形线圈^[16], Merritt线圈等^[17,18], 比同尺寸的亥姆霍兹线圈均匀度高出一个数量级以上, 使用这类线圈作为主磁场线圈, 能有效地减小线圈尺寸. 例如, 对于通常尺寸 ($< 0.1 \text{ m} \times 0.1 \text{ m} \times 0.1 \text{ m}$) 的³He 容器, 长度约为 0.5 m、截面边长约为 0.4 m 的方形 Merritt 线圈可在容器所在区域内提供优于亥姆霍兹线圈的均匀磁场. 我们已经完成了四正方形线圈的优化设计和实验实现. 然而用于电子散射实验的³He 容器, 其气室长度可达 40 cm^[19], 即使使用 Merritt 构型的磁场线圈, 装置长度也将超过 1 m. 而马鞍形线圈较为复杂的线圈构型会增加线圈加工以及装配的难度. 因此, 本文设计出磁场均匀区域比例更大、结构较为简单的线圈构型. 由于过于复杂的线圈构型会增加制造和装配的难度, 综合考虑后, 六线圈系将是下一步较好的选择. 此外, 方形线圈具有移动放置方便、装配容易、无需外部支架等优势. 综上, 本文通过解析计算三组对称放置的等尺寸正方形线圈组产生的磁场大小, 研究并优化其磁场梯度的空间分布, 设计出了拥有大于 30% 的内部空间满足磁场梯度小于 $10^{-4} B_0 \text{ cm}^{-1}$ 的构型, 为未来极化³He 装置的小型化提供了条件.

2 方形线圈产生磁场的计算

2.1 弛豫时间与磁场梯度的关系

在³He 气体极化的实验中, T_1^{gradient} 是由主磁场的梯度所造成的弛豫项, 室温下其大小可以表示为^[20]

$$\frac{1}{T_1^{\text{gradient}}} = \frac{6700}{p} \left(\frac{|\nabla B_x|^2}{B_0^2} + \frac{|\nabla B_y|^2}{B_0^2} \right) \text{h}^{-1}, \quad (1)$$

式中 p 为室温下的气体压强. 假设³He 的极化方向即主磁场的方向沿 z 轴, $\frac{|\nabla B_x|^2}{B_0^2}$ 和 $\frac{|\nabla B_y|^2}{B_0^2}$ 分别是磁场 x 和 y 方向分量的梯度, 单位为 cm^{-1} ; 而 B_0 是沿极化 (z 轴) 方向的主磁场强度. 从公式中可以看出, 长的纵向退极化时间 T_1 要求有尽可能小的磁场梯度 $\left(\frac{|\nabla B_x|^2}{B_0^2} + \frac{|\nabla B_y|^2}{B_0^2} \right)$. 而在方形线圈的情况下, 主磁场方向沿 z 轴, B_x 和 B_y 的空间分布具有正方形的旋转对称性, 因此只需最小化 $\frac{|\nabla B_x|^2}{B_0^2}$ 即可同时使 $\frac{|\nabla B_y|^2}{B_0^2}$ 达到最小. 因此我们设计一个

如图 1 所示的新的六正方形线圈的磁场构型, 在尽可能大的区域内使 $\frac{|\nabla B_x|}{B_0}$ 小于 10^{-4} cm^{-1} , 从而获得长的纵向弛豫时间 T_1 .

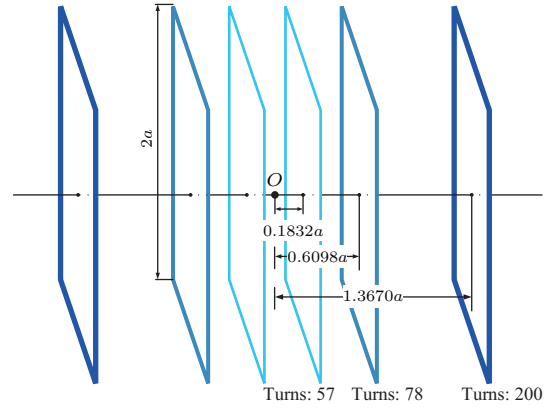


图 1 六正方形线圈结构示意图

Fig. 1. Six square coils schematic.

2.2 单个正方形线圈产生的磁场

本文针对方形线圈组产生的磁场进行优化. 图 2 所示方形线圈电流在空间任意点 $x(x, y, z)$ 处产生的磁场大小可拆分为四段线段电流 (分别为 I_{12} , I_{23} , I_{34} 和 I_{41}) 在该点处产生的磁场强度的矢量叠加. 由毕奥-萨伐尔定理可知四段电流产生的磁场强度分别为:

$$B_{12} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} [z\hat{e}_x - (x - a)\hat{e}_z] I_{12}, \quad (2)$$

$$B_{23} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} [z\hat{e}_y - (y - a)\hat{e}_z] I_{23}, \quad (3)$$

$$B_{34} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} [-z\hat{e}_x + (x + a)\hat{e}_z] I_{34}, \quad (4)$$

$$B_{41} = \frac{\mu_0 I}{4\pi} [-z\hat{e}_y + (y + a)\hat{e}_z] I_{41}, \quad (5)$$

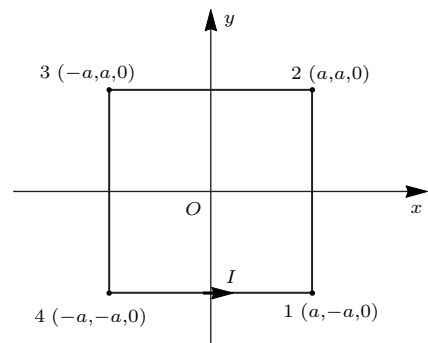


图 2 方形电流磁场

Fig. 2. Square current magnetic field.

μ_0 是真空中磁导率, 其中

$$I(p, q) = \int_{-a}^a [(x-p)^2 + q^2]^{-3/2} dx$$

$$= \frac{1}{q^2} \left[\frac{a-p}{\sqrt{(a-p)^2 + q^2}} + \frac{a+p}{\sqrt{(a+p)^2 + q^2}} \right], \quad (6)$$

而

$$I_{12} = I \left[y, \sqrt{(x-a)^2 + z^2} \right], \quad (7)$$

$$I_{23} = I \left[x, \sqrt{(y-a)^2 + z^2} \right], \quad (8)$$

$$I_{34} = I \left[y, \sqrt{(x+a)^2 + z^2} \right], \quad (9)$$

$$I_{41} = I \left[x, \sqrt{(y+a)^2 + z^2} \right]. \quad (10)$$

所以总磁场强度等于

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_{12} + \mathbf{B}_{23} + \mathbf{B}_{34} + \mathbf{B}_{41}, \quad (11)$$

其中各分量的大小为

$$B_x = \frac{\mu_0 I}{4\pi} z (I_{12} - I_{34}), \quad (12)$$

$$B_y = \frac{\mu_0 I}{4\pi} z (I_{23} - I_{41}), \quad (13)$$

$$B_z = \frac{\mu_0 I}{4\pi} [(a-x)I_{12} + (a-y)I_{23} + (a+x)I_{34} + (a+y)I_{41}]. \quad (14)$$

单个边长一半为 $a = 1$ 的正方形线圈通电流 I 后, 其在极化方向上产生的主磁场强度 $B_0 = B_z(x, y, z)$, 磁场方向沿 z 轴. 磁场 x 方向分量 B_x 在全空间中的分布为

$$B_x = \frac{\mu_0 I}{4\pi} z \left[\frac{\frac{1-y}{\sqrt{(x-1)^2 + (1-y)^2 + z^2}} + \frac{y+1}{\sqrt{(x-1)^2 + (y+1)^2 + z^2}}}{(x-1)^2 + z^2} - \frac{\frac{1-y}{\sqrt{(x+1)^2 + (1-y)^2 + z^2}} + \frac{y+1}{\sqrt{(x+1)^2 + (y+1)^2 + z^2}}}{(x+1)^2 + z^2} \right]. \quad (15)$$

2.3 对称方形线圈产生的磁场

一般情况下, 方形线圈产生的 $|\nabla B_x|^2$ 不为 0 且在空间中连续分布. 为了得到高极化率的 ^3He 气体, 需要让 $|\nabla B_x|^2$ 在尽量大的空间区域内趋近于 0. 考虑到实验中要求 ^3He 容器的尺寸小于线圈的大小 (即 $x, y, z < a$), 因此可将 B_x 的表达式展开为空间坐标 $x(y, z)/a$ 的泰勒分布函数. 通过调整线圈的构型, 尽可能地让 $|\nabla B_x|^2 \sim 0$, 以此来得到尽可能大的空间均匀区域.

同轴对称放置的相距为 $2d$ 的方形线圈组 (假设 $a = 1$), 在其中心 (即原点, 对称轴为 z 轴) 附近的 B_x 由 (17) 式可展开为

$$B_x = \frac{\mu_0 I}{4\pi} x (c_{001} z + c_{201} x^2 z + c_{021} y^2 z + c_{003} z^3) + \mathcal{O}(x, y, z)^6. \quad (16)$$

其中各项前的系数为:

$$c_{001} = -\frac{16(6d^6 + 18d^4 + 11d^2 - 5)}{(d^2 + 1)^3 (d^2 + 2)^{5/2}}, \quad (17)$$

$$c_{201} = 8[(d^2(15d^2(3d^6 + 14d^4 + 11d^2 - 44) - 1381) - 694)d^2 + 91]$$

$$\times [(d^2 + 1)^5 (d^2 + 2)^{9/2}]^{-1}, \quad (18)$$

$$c_{021} = \frac{120(3d^2 - 1)}{(d^2 + 2)^{9/2}}, \quad (19)$$

$$c_{003} = -16[(d^2(5d^2(6d^6 + 28d^4 + 29d^2 - 56) - 678) - 352)d^2 + 43] \times [(d^2 + 1)^5 (d^2 + 2)^{9/2}]^{-1}. \quad (20)$$

更高阶项的表达式见附录 A.

上述磁场梯度的大小为

$$|\nabla B_x|^2 = (\partial_x B_x)^2 + (\partial_y B_x)^2 + (\partial_z B_x)^2, \quad (21)$$

其中各导数项的表达式为:

$$\partial_x B_x = \frac{\mu_0 I}{4\pi} (c_{001} z + 3c_{201} x^2 z + c_{021} y^2 z + c_{003} z^3) + \mathcal{O}(x, y, z)^5,$$

$$\partial_y B_x = \frac{\mu_0 I}{4\pi} 2c_{021} x y z + \mathcal{O}(x, y, z)^5,$$

$$\partial_z B_x = \frac{\mu_0 I}{4\pi} x (c_{001} + c_{201} x^2 + c_{021} y^2 + 3c_{003} z^2) + \mathcal{O}(x, y, z)^5. \quad (22)$$

要优化线圈系统内部尽可能大的区域 (x, y, z 较大的区域), 即使是 x, y, z 的高次项也不能看作

小量. 同时, 为了保证在离中心较远的区域不会因为磁场分量 B_x 强度过大使磁场方向发生改变, 需要 B_x 在线圈内部全空间尽量小, 最好趋于 0. 由 (18), (23), (24) 式可以看出 B_x 与 $|\nabla B_x|^2$ 展开项包含的系数相同, 优化 B_x 使得线圈内部所有 B_x 约为 0, B_x 在全空间内的梯度自然也小. 因此只需调节线圈构型 (例如间距 d) 使得各项前系数 c_{ijk} 尽可能小, 在 B_x 约为 0 的同时就可以使得 $|\nabla B_x|^2$ 在空间中各点上都趋近于 0. 对于单组对称放置的线圈, 可调参数只有线圈间间距 d ; 而对于同轴放置的四线圈系统, 可调参数增加为两组线圈的间距 d_1 和 d_2 以及两组线圈电流比 I_1/I_2 三项. 但即使如此也不可能找到参数使 $c_{001}, c_{201}, c_{021}, c_{003}$ 这四项系数同时等于零. 不过可以通过调节 d_1, d_2 和 I_1/I_2 找到能使 $\sqrt{c_{001}^2 + c_{201}^2 + c_{021}^2 + c_{003}^2}$ 最小的参数压低 $|\nabla B_x|^2$ 的数值.

3 方形六线圈系统产生的磁场

3.1 参数优化

为了获得均匀区域更大的磁场构型, 使得 $|\nabla B_x|^2$ 尽可能小, 我们设计使用全同的方形六线圈系统来产生所需的磁场. 系统由三组对称放置的线圈组构成, 其产生的磁场大小 B_x^t 为三组线圈分别产生的磁场大小之和, 即

$$B_x^t = B_x(I_1, d_1) + B_x(I_2, d_2) + B_x(I_3, d_3), \quad (23)$$

其中 B_x 由 (16) 式给出, $2d_{1(2,3)}$ 和 $I_{1(2,3)}$ 分别是三组线圈之间的间距和三组线圈中通过的电流大小. 因此将 B_x^t 做泰勒展开后, 各项系数的表达式变为:

$$B_x^t = \frac{\mu_0}{4\pi} \sum_{i,j,k} c_{ijk}^t x^{i+1} y^j z^k, \quad (24)$$

$$c_{ijk}^t = I_1 c_{ijk}(d_1) + I_2 c_{ijk}(d_2) + I_3 c_{ijk}(d_3),$$

其中可调参数有 $d_1, d_2, d_3, I_2/I_1, I_3/I_1$ 共五个.

经计算后发现, 展开 B_x^t 至 x, y, z 的八阶项后, 调节 $d_1, d_2, d_3, I_2/I_1, I_3/I_1$ 使得 $\sqrt{\sum_{i,j,k} (c_{ijk}^t)^2}$ 最小的参数能够使线圈系统内 $|\nabla B_x|/B_0 < 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ 的均匀区域达到最大. 此时磁场系统的具体参数如图 1 中所示, 三组线圈到磁场中心的距离分别是其边长的 0.6835, 0.3049 和 0.0916 倍, 其上电流之比则为 200 : 78 : 57. 当正方形线圈边长为 40 cm 时,

三组线圈到磁场中心的距离分别为 27.34, 12.20 和 3.66 cm.

3.2 线圈性能对比

为了更为直观地展示上述六线圈系统相比 Helmholtz 线圈构型拥有更大的均匀区域, 分别在 x, z 两个方向上对比了截面大小相同的六线圈和 Helmholtz 线圈满足 $\sqrt{|\nabla B_x|^2 + |\nabla B_y|^2}/B_0 < a \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ 要求的磁场区域大小.

令正方形线圈的边长为 $2a$, 图 3 是当 $y = 0$ 时, x 方向上均匀度满足 $\sqrt{|\nabla B_x|^2 + |\nabla B_y|^2}/B_0 < a \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ 的磁场区间 (阴影部分) 随 z/a 变化的分布图. 从图 3 中可以看出, 新设计的六线圈磁场系统在所有位置都拥有比 Helmholtz 构型更大的磁场区域满足条件 $\sqrt{|\nabla B_x|^2 + |\nabla B_y|^2}/B_0 < a \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$. 在六线圈均匀区域的边缘位置 $x = 0.58, y = 0, z = 0.01$ 处, $B_x/B_z = 9 \times 10^{-5}$, 磁场方向几乎不会改变.

最后, 图 4 展示了六线圈和 Helmholtz 线圈产生的磁场中梯度 $\sqrt{|\nabla B_x|^2 + |\nabla B_y|^2}/(a \cdot B_0)$ 在 z 轴上的分布图. 从图 4 可以看出, 在轴向上靠近中心区域的位置, 六线圈磁场与 Helmholtz 磁场有着相似的均匀度, 但当 $|z/a| > 0.16$ 时, Helmholtz 线圈产生的磁场梯度迅速增大, 反之六线圈依然保有很好的均匀度. 在 z 轴上, 六线圈内部 $|z/a| < 0.917$ 的区域内均满足 $\sqrt{|\nabla B_x|^2 + |\nabla B_y|^2}/B_0 < a \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ 的要求, 而对于 Helmholtz 线圈, 此区域仅为 $|z/a| < 0.16$.

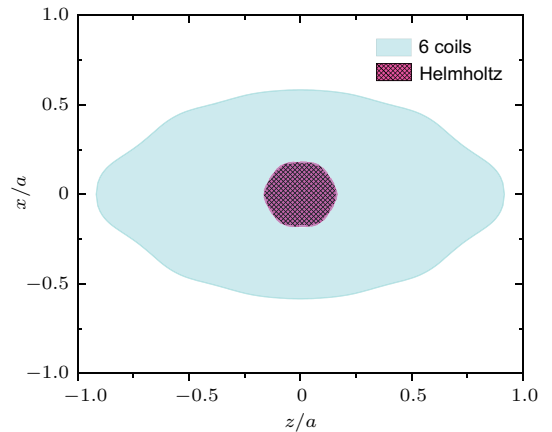


图 3 $\sqrt{|\nabla B_x|^2 + |\nabla B_y|^2}/B_0 < a \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ 区域在 $x-z$ 平面 ($y = 0$) 内的分布图

Fig. 3. $\sqrt{|\nabla B_x|^2 + |\nabla B_y|^2}/B_0 < a \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ area within the $x-z$ ($y = 0$) plane.

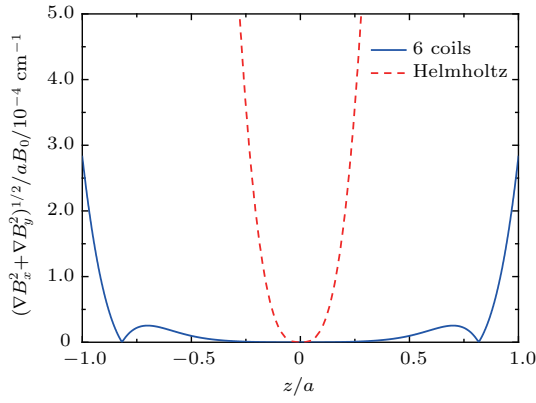

 图4 $\sqrt{|\nabla B_x|^2 + |\nabla B_y|^2}/a \cdot B_0$ 在 z 轴上的分布图

 Fig. 4. $\sqrt{|\nabla B_x|^2 + |\nabla B_y|^2}/a \cdot B_0$ distributions on the z axis.

4 结 论

在以往的极化 ^3He 实验中, 为了减少磁场梯度对纵向弛豫时间的影响, 需要使用大尺寸的亥姆霍兹线圈来提供极化所需的主磁场. 而小体积大均匀区域的磁场系统不仅更适于在线中子极化等应用, 更为极化 ^3He 与电子散射实验等实验装置的小型化所必须. 本文选用对称放置的等尺寸正方形六线圈系统为极化 ^3He 实验提供主磁场环境, 通过解析计算线圈系统产生磁场的梯度在线圈内的空间分布, 将磁场梯度泰勒展开为空间坐标 x, y, z 的幂指数函数并调节线圈的构型参数使得各展开项前的系数趋于最小, 最终找到了能够适用于极化 ^3He 实验的线圈装置. 其中, 新的六线圈磁场由三组对称的全同线圈构成, 各对线圈到磁场中心的距离分别是线圈边长的 0.6835, 0.3049 和 0.0916 倍, 其上通过的电流比为 200 : 78 : 57. 通过模拟计算后发现, 六线圈产生的磁场在轴向上均匀度满足 $\sqrt{|\nabla B_x|^2 + |\nabla B_y|^2}/B_0 < a \cdot 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ 的区域达到了整个线圈长度的约 70%; 而在其他方向上六线圈内部约 30% 的空间区域均可用于极化 ^3He 实验, 大小远超 Helmholtz 等其他线圈系统. 同时因为该磁场系统中心区域的高磁场均匀度以及磁场内部大的均匀区域, 对于核磁共振实验、眼球运动精准测量实验等需求高均匀性磁场的实验研究有着很好的应用价值.

附录 A

同轴对称放置的相距为 $2d$ 的方形线圈组(假设 $a = 1$), 将其中心(即原点)附近 B_x 的泰勒展开到第八

项后表达式为

$$B_x = \frac{\mu_0 I}{4\pi} \sum_{i,j,k} c_{ijk} x^{i+1} y^j z^k + \mathcal{O}(x, y, z)^{10}. \quad (\text{A1})$$

其中各项前的系数为:

$$\begin{aligned} c_{001} &= -\frac{16(6d^6 + 18d^4 + 11d^2 - 5)}{(d^2 + 1)^3(d^2 + 2)^{5/2}}, \\ c_{201} &= 8((d^2(15d^2(3d^6 + 14d^4 + 11d^2 - 44) - 1381) - 694)d^2 + 91) \times [(d^2 + 1)^5(d^2 + 2)^{9/2}]^{-1}, \\ c_{021} &= \frac{120(3d^2 - 1)}{(d^2 + 2)^{9/2}}, \\ c_{003} &= -16((d^2(5d^2(6d^6 + 28d^4 + 29d^2 - 56) - 678) - 352)d^2 + 43) \times [(d^2 + 1)^5(d^2 + 2)^{9/2}]^{-1}, \\ c_{221} &= -\frac{420(4d^4 - 8d^2 + 1)}{(d^2 + 2)^{13/2}}, \\ c_{203} &= \frac{40}{(d^2 + 1)^7(d^2 + 2)^{13/2}} \\ &\quad \times (84d^{18} + 420d^{16} - 315d^{14} - 6909d^{12} \\ &\quad - 19901d^{10} - 23527d^8 - 6073d^6 + 10329d^4 \\ &\quad + 6413d^2 - 361), \\ c_{401} &= -\frac{6}{(d^2 + 1)^7(d^2 + 2)^{13/2}} \\ &\quad \times (140d^{18} + 700d^{16} - 833d^{14} - 13671d^{12} \\ &\quad - 38969d^{10} - 45927d^8 - 11411d^6 \\ &\quad + 20875d^4 + 12833d^2 - 729), \\ c_{023} &= \frac{840(4d^4 - 8d^2 + 1)}{(d^2 + 2)^{13/2}}, \\ c_{041} &= -\frac{210(4d^4 - 8d^2 + 1)}{(d^2 + 2)^{13/2}}, \\ c_{005} &= -\frac{24}{(d^2 + 1)^7(d^2 + 2)^{13/2}} \\ &\quad \times (56d^{18} + 280d^{16} - 56d^{14} - 3528d^{12} \\ &\quad - 10367d^{10} - 12327d^8 - 3404d^6 + 5056d^4 \\ &\quad + 3203d^2 - 177), \\ c_{223} &= -\frac{6300(4d^6 - 20d^4 + 15d^2 - 1)}{(d^2 + 2)^{17/2}}, \\ c_{241} &= \frac{105(45d^6 - 225d^4 + 419d^2 - 47)}{(d^2 + 2)^{17/2}}, \\ c_{205} &= \frac{28}{(d^2 + 1)^9(d^2 + 2)^{17/2}} \\ &\quad \times (540d^{24} + 2160d^{22} - 14847d^{20} - 140142d^{18} \\ &\quad - 460305d^{16} - 672264d^{14} - 27486d^{12} \\ &\quad + 1414044d^{10} + 2036722d^8 + 1007528d^6 \\ &\quad - 108723d^4 - 183742d^2 + 5779), \\ c_{421} &= \frac{63(75d^6 - 375d^4 + 31d^2 + 17)}{(d^2 + 2)^{17/2}}, \\ c_{403} &= -\frac{14}{(d^2 + 1)^9(d^2 + 2)^{17/2}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \times (900d^{24} + 3600d^{22} - 28749d^{20} - 269034d^{18} \\ & - 891585d^{16} - 1308888d^{14} - 37962d^{12} \\ & + 2817828d^{10} + 4053194d^8 + 2002456d^6 \\ & - 221001d^4 - 367754d^2 + 11603), \\ c_{601} = & \frac{1}{(d^2 + 1)^9(d^2 + 2)^{17/2}} \\ & \times (1575d^{24} + 6300d^{22} - 55566d^{20} - 517356d^{18} \\ & - 1720827d^{16} - 2514024d^{14} + 30924d^{12} \\ & + 5703912d^{10} + 8130625d^8 + 4007180d^6 \\ & - 443550d^4 - 736060d^2 + 23155), \\ c_{025} = & \frac{3780(4d^6 - 20d^4 + 15d^2 - 1)}{(d^2 + 2)^{17/2}}, \\ c_{043} = & -\frac{3150(4d^6 - 20d^4 + 15d^2 - 1)}{(d^2 + 2)^{17/2}}, \\ c_{061} = & \frac{21(75d^6 - 375d^4 + 31d^2 + 17)}{(d^2 + 2)^{17/2}}, \\ c_{007} = & -\frac{8}{(d^2 + 1)^9(d^2 + 2)^{17/2}} \\ & \times (360d^{24} + 1440d^{22} - 7896d^{20} - 75696d^{18} \\ & - 244665d^{16} - 353952d^{14} - 22248d^{12} \\ & + 712152d^{10} + 1028486d^8 + 510064d^6 \\ & - 52584d^4 - 91736d^2 + 2867). \end{aligned}$$

参考文献

[1] Laskaris G 2014 *Phys. Rev. C* **89** 59
 [2] Tullney K, Allmendinger F, Burghoff M, Heil W, Karpuk S, Kilian W, Knappe-Gruneberg S, Muller M, Schmidt U, Schnabel A, Seifert F, Sobolev Y, Trahms L 2013 *Phys. Rev. Lett.* **111** 100801
 [3] Yan H Y, Sun G A, Gong J, Pang B B, Wang Y, Yang Y W, Zhang J, Zhang Y 2014 *Eur. Phys. J. C* **74** 1
 [4] Chu P H, Dennis A, Fu C B, Gao H Y, Khaiwada R, Laskaris G, Li K, Smith E, Snow W M, Yan H Y, Zhang W 2013 *Phys. Rev. D* **87** 011105

[5] Yan H Y, Sun G A, Peng S M, Zhang Y, Fu C B, Guo H, Liu B Q 2015 *Phys. Rev. Lett.* **115** 182001
 [6] Limes M E, Sheng D, Romalis M V 2018 *Phys. Rev. Lett.* **120** 033401
 [7] Nikiel A, Blümler P, Heil W, Hehn M, Karpuk S, Maul A, Otten E, Schreiber L M, Terekhov M 2014 *Eur. Phys. J. D* **68** 1
 [8] Couch M J, Blasiak B, Tomanek B, Ouriadov A V, Fox M S, Dowhos K M, Albert M S 2015 *Mol. Imaging Biol.* **17** 149
 [9] Jiang C Y, Tong X, Brown D R, Lee W T, Ambaye H, Craig J W, Crowa L, Culbertson H, Goyette R, Graves-Brook M K, Hagen M E, Kadron B, Lauter V, McCol-lum L W, Robertson J L, Winn B, Vandegriff A E 2013 *Phys. Procedia* **42** 191
 [10] Zheng W, Gao H Y, Liu J G, Zhang Y, Ye Q, Swank C 2011 *Phys. Rev. A* **84** 053411
 [11] Guigue M, Pignol G, Golub R, Petukhov K A 2014 *Phys. Rev. A* **90** 013407
 [12] Maxwell J D, Epstein C S, Milner R G 2015 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **777** 194
 [13] Babcock E D 2005 *Ph. D. Dissertation* (Madison: University of Wisconsin-Madison)
 [14] Lu R C 2009 *Ph. D. Dissertation* (Lanzhou: Institute of Modern Physics) (in Chinese) [卢荣春 2009 博士学位论文 (兰州: 中国近代物理研究所)]
 [15] Zhang Y 2011 *Ph. D. Dissertation* (Lanzhou: Lanzhou University) (in Chinese) [张毅 2011 博士学位论文 (兰州: 兰州大学)]
 [16] Ding S Q 1985 *CN Patent* 85102592 (in Chinese) [丁守谦 1985 中国专利 CN85102592]
 [17] Merritt R, Purcell C, Stroink G 1983 *Rev. Sci. Instrum.* **54** 879
 [18] Gottardi G, Mesirca P, Agostini C, Remondini D, Bersani F 2003 *Bioelectromagnetics* **24** 125
 [19] Gentile T R, Nacher P J, Saam B, Walker T G 2017 *Rev. Mod. Phys.* **89** 045004
 [20] Mciver J W, Erwin R, Chen W C, Gentile T R 2009 *Rev. Sci. Instrum.* **80** 168

A new magnetic field system for ^3He polarization*

Wang Wen-Zhao¹⁾ Hu Bi-Tao^{1)†} Zheng Hao²⁾ Tu Xiao-Qing²⁾ Gao Peng-Lin²⁾
 Yan Song²⁾ Guo Wen-Chuan²⁾ Yan Hai-Yang^{2)‡}

1) (*Academy of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China*)

2) (*Institute of Nuclear Physics and Chemistry, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

(Received 30 March 2018; revised manuscript received 25 May 2018)

Abstract

The nuclear spin-polarized ^3He gas has been in depth studied and widely used in various scientific experiments. The polarized ^3He gas can be used as a polarized neutron target to study the reaction of neutrons with charged particles or photon beams. On the other hand, spin polarized ^3He gas is a good probe for detecting the new interactions in the supernormal model, and has many other applications as follows: the spin-dependent interaction can be studied quantitatively by measuring the NMR frequency shift but the spin-dependent interaction can also be studied by measuring the relaxation time of polarized ^3He gas; the polarized ^3He gas can be applied to magnetometers and magnetic resonance imaging (MRI); the highly polarized ^3He gas can be used as a neutron spin filter for neutron polarization and polarization analysis because of the high correlation between the absorption cross section of the neutron in polarized ^3He nucleus and the spin orientation. At present, the three major domestic sources of neutron, CMRR, CARR, and CSNS, are used to study the neutron polarization and polarization analysis techniques based on spin polarized ^3He gas. The longitudinal (or spin-lattice) relaxation time (i.e., T_1) of ^3He is a key parameter that limits the polarizability of ^3He gas. In order to reduce the effect of magnetic field gradient on the longitudinal relaxation time of polarized ^3He gas, large-sized Helmholtz coils are usually constructed to provide the main magnetic field where the uniformity in the magnetic field central region reaches 10^{-4} cm^{-1} . To obtain enough magnetic field uniformity, some magnetic field systems even exceed 1.5 m in size. However, it is expected to have a small magnetic field configuration from the view of practicality and convenience. For the common size ($<0.1 \text{ m} \times 0.1 \text{ m} \times 0.1 \text{ m}$) of ^3He cells, Merritt coil and Saddle coil can effectively reduce the size of the magnetic field apparatus. However, for electron scattering experiments of ^3He cells, the chamber length can be 40 cm. The system length exceeds 1 m even by using the Merritt coil. In this work, a new six-coil system for ^3He polarization is obtained. Within the coils, the magnetic field gradient satisfies the requirement that $\sqrt{|\nabla B_x|^2 + |\nabla B_y|^2}/B_0 < 10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ in more than 30% area, which is better than all the existing coils used in polarized ^3He experiments and can be applied to the future ^3He instruments. For other experiments that require magnetic field to have a large uniform area, the new six-coil system is also a good option.

Keywords: polarized ^3He , relaxation time, magnetic field gradient

PACS: 67.30.ep, 85.70.Ay

DOI: 10.7498/aps.67.20180571

* Project supported by the National Key Program for Research and Development of China (Grant No. 2016YFA0401500) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11675152, 91636103, 11575073).

† Corresponding author. E-mail: hubt@lzu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: hyan@caep.cn