

玻色气体的磁性^{*}陶成君 顾强[†]

(北京科技大学物理系 北京 100083, China)

摘要 物质磁性一直是凝聚态物理研究的重要课题. 以往对磁性的探索主要是以费米子(局域或巡游的电子)为研究对象. 由于传统的玻色系统液氦没有自旋, 不表现磁性, 玻色系统的磁性很少被关注. 碱金属原子气体玻色-爱因斯坦凝聚的实现, 在开辟了冷原子物理研究领域的同时, 也打开了研究玻色系统磁性的大门. 这是因为碱金属原子通常具有超精细结构, 是旋量玻色气体, 能够展示磁性. 文章通过对比费米气体的相关结果, 介绍了旋量玻色气体磁性的研究概况和最新进展, 特别是铁磁性玻色气体的磁性相变以及在低温下铁磁性凝聚体的动力学特征.

关键词 旋量玻色气体, 磁性转变, 居里-外斯定律, 自旋动力学, 磁畴

Magnetism of Bose gases

TAO Cheng-Jun GU Qiang[†]

(Department of Physics, University of Science and Technology Beijing, Beijing 100083, China)

Abstract The magnetism of Fermi gases and local magnetic moments has long been a key research topic in condensed matter physics, while that of Bose gases has historically been less studied. The reason for this may be due to the fact that He-4, the prototypical Bose system studied in earlier years, is a system of scalar particles and does not display magnetism at all. The realization of Bose-Einstein condensation in alkali atoms opens up a way to study magnetism in spinor bosons, because these constituent atoms usually have a hyperfine spin degree of freedom. This paper will review our current understanding of magnetism in Bose gases, especially focusing on new results obtained regarding ferromagnetic transitions in spinor bosons and the spin dynamics of spinor condensates.

Keywords spinor Bose gas, magnetic transition, Curie-Weiss law, spin dynamics, magnetic domain

1 引言

磁性是物质的一种基本属性. 中国是最早研究磁性现象的国家之一; 特别是《梦溪笔谈》中关于指南针的说明, 被认为是磁性应用最早的文字记载. 但是, 对物质磁性的内在规律进行研究却是始于 19 世纪末和 20 世纪初, 标志性的工作是居里(Curie)定律的发现和外斯(Weiss)分子场理论的提出. 20 世纪, 磁性研究发展飞速: 对各种抗磁性和顺磁性机理的理解趋于完善; 对铁磁、反铁磁及亚铁磁等各种磁有序结构的描述逐步确立; 对磁偶极作用、直接交换作用、超交换作用、双交换作用以及 RKKY 作用等引起磁有序现象的各种磁相互作用的认识日益深

刻. 这一系列里程碑式的工作, 使得磁性研究成为当今物理学(特别是凝聚态物理学)最重要的研究领域之一^[1,2].

凝聚态磁性物质是由大量原子组成的. 在原子内部结构中, 原子核和电子均具有一定的固有磁矩. 原子核的质量至少比电子大 3 个数量级, 因此核的磁矩比电子大约要小 3 个数量级. 医学上一种有效的临床检测手段——核磁共振成像技术(MRI), 即是利用了氢原子内部的核磁矩在特定的外加高频磁

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10504002)、霍英东教育基金(批准号:101008)和教育部新世纪优秀人才计划(批准号:NCET-05-0098)资助项目

2008-12-29 收到初稿, 2009-01-23 收到修改稿

[†] 通讯联系人. Email: qgu@ustb.edu.cn

场中产生共振的性质.但在一般情况下,核磁矩对物质磁性的贡献太小,可以忽略,因此宏观物质的磁性主要决定于电子的行为.

凝聚态物质中的电子按其运动状态分为轨道电子和巡游电子.轨道电子束缚于原子轨道上,所贡献的磁矩可以看作是局域的.绝缘材料中的磁性就是由这种局域的磁矩引起的.在金属材料中,传导电子是巡游的,在一些情况下甚至可以近似看成是自由电子.泡利(Pauli)和朗道(Landau)分别从不同的角度对巡游电子的磁性进行过研究.在外磁场中,巡游电子的固有磁矩有与外场方向一致的趋势,从而引起顺磁性,称为泡利顺磁性;另一方面,在外场中,电子因带电荷将做洛伦兹运动,从而引起抗磁性,称为朗道抗磁性.对自由电子气体而言,顺磁磁化率的值是抗磁磁化率的三倍,因此总体表现为顺磁性.

物质表现磁有序现象的前提是磁矩之间必须存在有效的磁相互作用,如交换作用.在早期的外斯分子场理论中,这种相互作用的强弱是由分子场的大小来体现的.磁有序是物质在较低温度下的状态.随着温度的提高,磁有序将在某一特定的临界温度消失,物质将转变为顺磁性.对铁磁材料来说,该转变温度称作居里温度.居里温度之上,顺磁磁化率的倒数与温度呈线性关系,这就是居里定律,也叫做居里-外斯定律.反铁磁和亚铁磁材料也存在类似的磁性转变温度.

通过交换作用耦合在一起的局域磁矩系统通常用海森伯(Heisenberg)模型来描述.利用平均场近似处理该模型,可以比较容易地重复外斯分子场理论的结果,可以计算磁性转变温度、低温下材料的磁化强度以及验证高温下的居里-外斯定律.值得一提的是,局域磁矩系统的居里温度与铁磁交换作用的强度成正比,如图 1(a)所示.这个结果符合人们的直观想像:铁磁性相互作用越强,居里温度越高,物质展示铁磁性的温度区域就越大.反之,交换作用趋于零时,居里温度也会趋向于绝对零度.

相比而言,研究巡游电子系统的铁磁性要困难得多^[3].首先,迄今为止对于巡游电子之间有效交换作用的起源还并没有获得明确一致的结论.20世纪30年代,斯通纳(Stoner)采用赫伯德(Hubbard)模型来描述金属中巡游电子的磁性;他设想巡游电子间在位的强库仑排斥作用能够引起等效的铁磁交换作用.在此基础上斯通纳得到一个非常著名的结论:电子气体中比较不容易得到铁磁性;只有当电子间的铁磁作用强度大于一个临界值时,电子气体的基

态才有可能成为铁磁性的,如图 1(b)所示.这个结论称为斯通纳判据.其次,对于巡游铁磁体居里温度以及其他热力学性质的计算也非常困难;基于平均场近似的理论是远远不够的.

尽管还有很多基本问题有待于进一步澄清,经过一个多世纪广泛深入的研究,人们对于无论是局域还是巡游的电子系统磁性的理解已经比较完善和成熟了.但是这并不说明目前对物质磁性的认识是全面和完整的.按照量子力学关于全同粒子统计性质的分类标准,全同粒子包括费米子和玻色子两种,分别遵从费米统计和玻色统计.电子是一种费米子,而局域的电子不再是全同粒子,而是看作经典粒子,遵从玻尔兹曼统计.所以不难看出,迄今对于物质磁性的描述,主要限于玻尔兹曼系统和费米系统.实际上,在磁性研究的历史上,玻色系统的磁性很少被触及.在几乎所有关于磁性量子理论的教科书中,玻色系统的磁性依然是缺失的一环.

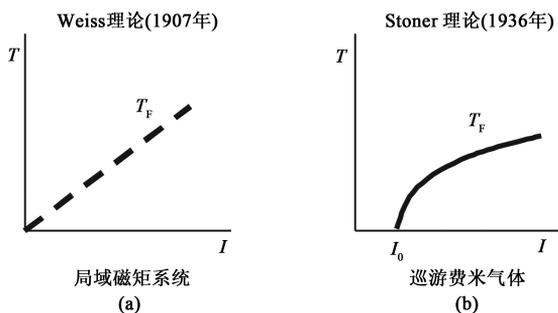


图 1 局域磁矩系统和巡游费米系统居里温度(T_F)与铁磁耦合强度(I)的关系(图中 I_0 为发生铁磁相变时的临界耦合强度)

2 玻色气体磁性研究概述

玻色气体与费米气体同属最基本的两种量子气体.尽管人们对以自由电子为代表的费米气体的磁学性质已经认识得比较系统和成熟,但对于玻色系统磁性却知之甚少.其原因可能在于:(1)在凝聚态物理学中,玻色系统并不如费米系统那么常见;(2)早先最典型的也是唯一的玻色系统⁴ He 液体本身是没有磁性的.人们对玻色气体的兴趣主要集中在对玻色-爱因斯坦凝聚现象的探索上.玻色-爱因斯坦凝聚是玻色系统的一个本征相变现象.

1995年,在超冷的稀薄碱金属原子气体中实现了玻色-爱因斯坦凝聚.这是低温物理学研究的一个重大进展,极大地激发了人们对玻色气体物理性质的研究热情.碱金属原子,例如铷(⁸⁷Rb)、钠

(^{23}Na)、锂(^7Li)等,都具有超精细自旋结构:当其原子核的质子、中子与核外电子的总数为偶数时,整个原子总体上可以看作是一个玻色子.这种带有自旋自由度的玻色气体,被称为旋量玻色气体(spinor Bose gas),是能够展示磁性的.这为探索玻色气体的磁性带来了契机.但早期的玻色—爱因斯坦凝聚实验是在磁势阱中进行的,自旋自由度被磁场所冻结.1998年,克特勒(Ketterle)小组首先实现了在光学势阱中制冷并凝聚了钠原子气体^[4]. ^{23}Na 的超精细自旋量子数 $F=1$,有3个超精细态,分别对应不同的磁量子数 $m_F=\pm 1, 0$.在光学势阱中,原子的各个超精细态被平等地约束,从而使超精细自旋成为真正的自由度,磁性也得以自由展示,这才真正打开了对玻色气体磁性进行实验研究的大门.

在克特勒小组的实验成功不久,何天伦^[5]、Ohmi和Machida^[6]等人就迅速对 $F=1$ 的旋量玻色—爱因斯坦凝聚体在零温下(基态)的磁性进行了理论探讨.在弱相互作用的情况下,可以利用原子间的s波散射截面半径表示相互作用的强度.由于散射截面半径可以因相碰的两个原子所处自旋态的不同而不同,这会导致类似海森伯形式的交换耦合.耦合常数既可以是铁磁的(如 ^{87}Rb 原子),也可以是反铁磁的(如 ^{23}Na 原子).何天伦、Ohmi和Machida等人发现磁耦合作用引起了基态的对称破缺:对于铁磁的情况,凝聚体完全极化(铁磁态),即只包含状态为 $|F=1, m_F=1\rangle$ 的粒子;对反铁磁的情况,凝聚体可能只包含状态为 $|F=1, m_F=0\rangle$ 的粒子(Polar态).相应的自旋波激发谱也分别与通常的铁磁体和反铁磁体类似.这些结果激发了理论研究的兴趣.

一些小组经理论分析认为,旋量玻色气体即便在粒子间没有铁磁耦合时,在低温下也有倾向形成铁磁态的趋势.Simkin和Cohen计算了自由的旋量玻色气体在磁场中的热力学性质^[7].他们发现,在玻色凝聚温度 T_c 以下时,当撤去外场之后,旋量玻色气体的磁化强度并不消失,其大小与凝聚比例成正比.这似乎意味着自由的旋量玻色气体内部发生了“自发磁化”.此外,根据全同玻色子的多体波函数应该满足粒子交换对称性的要求,Eisenberg和Lieb指出,旋量玻色气体可能的基态是总自旋量子数最大的状态^[8].因此他们认为,旋量玻色气体具有某种“本征”的铁磁性.这些结果很奇特.其实早在玻色凝聚实现之前,就有人基于理论的兴趣探讨过了.Yamada甚至还仔细计算了凝聚温度 T_c 之上的磁化率,发现它能很好地符合居里—外斯定律,好像是

在发生凝聚的同时也发生了铁磁转变^[9].只是当时的理论太过于超前实验背景,没有能够引起太多的关注.

我们并不完全认同旋量玻色气体呈现本征铁磁性的说法^[10],因为总自旋量子数最大的状态是高度简并的;而铁磁态,即总磁量子数最大的态,只是其中的一个态.但是上述研究结果表明,旋量玻色气体确实有“倾向”铁磁性的一面,因此不妨认为理想旋量玻色气体是“近铁磁性”的(nearly ferromagnetic)量子气体.这种“近铁磁性”在考虑了粒子间的铁磁交换作用所引起的后果之后将会有更加清楚的体现.后文将对此进行讨论.

3 铁磁耦合玻色气体的热力学性质

对于铁磁耦合的旋量玻色气体,首先需要澄清的问题是发生磁性转变的临界温度.我们以自旋为1、铁磁耦合强度为 I 的玻色气体为例进行了初步的计算^[11].对耦合作用的处理,采用了最基本也是最传统的近似方法,即平均场近似.根据以往外斯理论和斯通纳理论研究玻尔兹曼系统和费米系统磁性的成功经验,平均场方法虽然简单,但行之有效.

铁磁性旋量玻色气体有两个相变:除了交换耦合作用所引起的铁磁相变之外,还有玻色系统的本征相变——玻色—爱因斯坦凝聚.交换作用不仅引起铁磁转变,对凝聚温度也有直接的影响.随着 I 的增大, T_c 与 T_F 都呈现升高的趋势,如图2所示.图2还定性地描绘了两个相变温度之间的关系,即铁磁相变温度 T_F 总是不低于凝聚温度 T_c .这个结果说明,只要粒子之间有微弱的铁磁耦合($I\neq 0$),就会导致系统在一个相当高的温度(不低于 T_c)下发生磁性转变.即使铁磁耦合强度 I 的强度趋近于零, T_F 也是非零的.这便是我们称理想旋量玻色气体为“近铁磁性”气体的原因所在.在冷原子气体的实验中,原子气体极其稀薄,密度约为 10^{20}m^{-3} ,比空气还小四五个量级,因此相互作用通常非常弱.上述结果说明,即使微弱的交换作用,所引起的后果也是不容忽视的.

为了便于对比,图2还同时展示了玻尔兹曼系统以及费米系统的居里温度 T_F 随铁磁耦合强度 I 的变化关系.费米系统和玻色系统的 T_F 曲线分列在玻尔兹曼系统 T_F 曲线的两侧,反映了它们统计规律的本质区别.在高温下,玻色统计和费米统计均趋于玻尔兹曼统计.

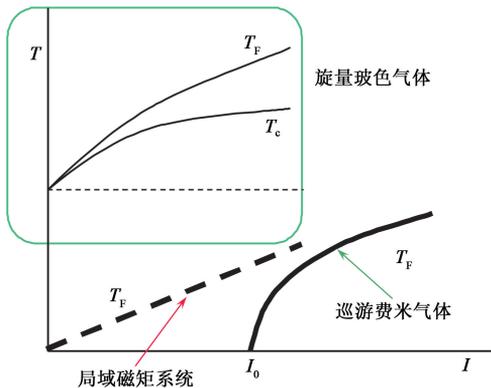


图2 旋量玻色系统、巡游费米系统和局域磁矩系统居里温度曲线的对比(示意图),可以看出,旋量玻色气体中居里温度(T_F)和玻色-爱因斯坦凝聚温度(T_c)都随着铁磁耦合强度(I)的增大而升高(图中 I_0 为发生铁磁相变时的临界耦合强度)

对于铁磁体,高温顺磁相的磁化率是十分重要的热力学量^[12]. 目前发现,无论是绝缘铁磁体还是费米型的巡游铁磁体,都满足居里-外斯定律. 然而对于费米型铁磁体,要想从理论上推导出居里-外斯定律是非常困难的,平均场理论行不通. 守谷亨(Moriya)建立的自旋涨落自洽重正化理论是一个成功的例子;该理论适用于弱巡游铁磁体^[3]. 然而我们发现平均场理论似乎很适用于玻色系统. 图3是基于平均场近似计算得到的玻色型巡游铁磁体顺磁相的磁化率,显然,它很好地吻合了居里-外斯定律. 另外,我们解析地推导出在温度很接近凝聚温度 T_c 的情况下,磁化率的居里-外斯定律的表达式:

$$\chi^{-1} \propto T - \left(T_c + \frac{8\pi}{9k_B \zeta^2(3/2)} I \right).$$

由此确定出铁磁相变的居里温度为

$$T_f \approx T_c + \frac{8\pi}{9k_B \zeta^2(3/2)} I.$$

上式同时给出了 T_f 与 T_c 之间的关系.

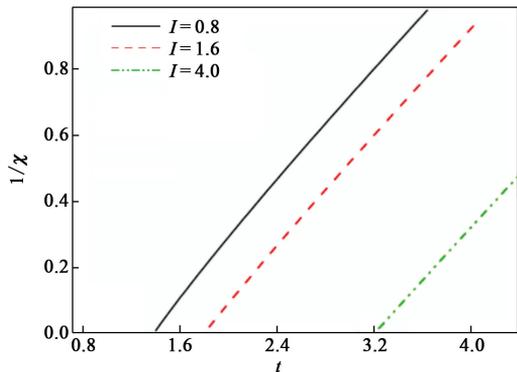


图3 玻色型铁磁体的高温顺磁相磁化率 χ 的倒数与温度 t 的关系^[12](图中 I 为铁磁耦合强度)

电子的自旋能级在磁场中发生分裂,塞曼能级

的移动幅度与磁场强度呈线性关系,这个现象称为(线性)塞曼效应. 由于原子玻色子具有丰富的内部结构,它对外场的响应比电子要复杂得多. 除了线性塞曼效应外,原子中轨道电子的朗道抗磁效应以及超精细耦合项对于外磁场的二阶微扰项,均可以引起所谓二次塞曼效应(quadratic Zeeman effect),即超精细自旋能级在外场中的移动幅度与外磁场的二次方成正比. 因此,总的塞曼能级包括磁场的线性项和二次方项两部分:

$$E_{m_F}^{ze} = -\rho m_F h + q h^2 m_F^2,$$

式中 m_F 表示粒子的自旋磁量子数, h 表示外磁场强度, ρ 和 q 分别表示线性塞曼效应系数和二次塞曼效应系数;通常令 $\rho > 0$,而 q 可正可负. 对于 $F=1$ 的玻色子而言,塞曼效应对 $m_F=0$ 组分的能级没有影响.

在弱外场时,塞曼能级方程中的高阶项可以忽略,能级劈裂主要取决于线性塞曼效应. 然而,随着外磁场增强,二次塞曼效应的影响将会占据主导,导致旋量玻色气体的物理性质明显变化. 这种变化可以通过分析不同自旋态能级结构的变化得出来. 如线性塞曼效应为主导时,磁矩取向与外磁场方向一致的自旋分量(通常假定为 $m_F=1$ 的态)处在最低的能级,如图4(a)所示. 但当我们考虑二次塞曼效应时, $m_F=\pm 1$ 组分的能级随着外磁场的增强而相对于 $m_F=0$ 组分的能级向上(对应 $q > 0$ 情况)或向下移动(对应 $q < 0$ 情况). 下面考虑 $q > 0$ 的情况:当外磁场足够强时, $m_F=1$ 组分的能级会移动至 $m_F=0$ 组分能级之上,使得 $m_F=0$ 组分能级成为系统的最低能级,如图4(b)所示.

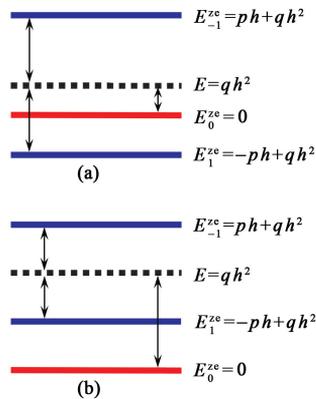


图4 引入二次塞曼效应后原子超精细态在弱磁场(a)和强磁场(b)下的塞曼能级结构示意图

这种能级结构的变化会导致一些比较奇特的结果. 我们计算了 $q > 0$ 情况下旋量玻色气体中玻色-

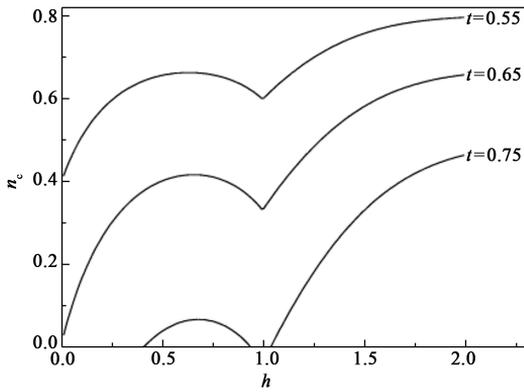


图5 不同温度下凝聚比例 n_c 随磁场 h 的变化关系. $t=0.75$ 时,凝聚消失后又重现^[13]

爱因斯坦凝聚温度以及特定温度下凝聚比例随磁场的变化. 后者计算结果如图 5 所示^[13]. 其中为计算方便,我们令 $p=q=1$. 当约化温度等于 0.75 时,系统出现了凝聚消失之后又再次发生凝聚的现象,称为凝聚的重现现象 (reentrance phenomenon). 这种现象就是由二次塞曼效应引起的. 根据上面能级结构的分析,二次塞曼效应导致系统的最低能级随外磁场增强由开始 $m_F=1$ 的态转变为 $m_F=0$ 的态. 由于玻色-爱因斯坦凝聚总是发生在最低的能级上,因此当凝聚再现时,凝聚的组分也发生了变化. 重现现象是凝聚态物理中一种很有趣的现象.

4 铁磁性凝聚体中的自旋动力学

旋量玻色气体中,当原子之间发生碰撞时,可能会引起自旋的交换,例如对于 $F=1$ 的玻色子,有 $|m_F=-1\rangle + |m_F=1\rangle \leftrightarrow |m_F=0\rangle + |m_F=0\rangle$. 在这样的碰撞过程中,总的粒子数和总自旋保持不变,但却导致不同自旋分量的原子数目发生变化,引起自旋的动力学演化. 研究自旋的动力学过程是考察旋量玻色气体中自旋自由度最直接的方法. 尤其引人关注的是,在发生玻色-爱因斯坦凝聚之后,由于凝聚体是具有相干性的物质,自旋动力学必然具有明显的量子相干特征^[14,15].

理论上,旋量凝聚体中每一个组分都可以近似地用一个宏观波函数描述:

$$\Psi_{m_F} = \sqrt{\rho_{m_F}} e^{i\varphi_{m_F}},$$

式中 ρ_{m_F} 表示 m_F 分量的粒子数密度, φ_{m_F} 为其相位. 由于总的粒子数和总自旋守恒,自旋动力学过程可以用两个独立变量来描述,即 $m_F=0$ 组分的粒子数 ρ_0 和各组分的相对相位 $\theta = \varphi_{+1} + \varphi_{-1} - 2\varphi_0$. 它们所

满足的动力学方程如下^[16,17]:

$$\begin{aligned} \hbar \dot{\rho}_0 &= 2c\rho_0 \sqrt{(1-\rho_0)^2 - M^2} \sin\theta, \\ \hbar \dot{\theta} &= -2qh^2 + 2c(1-2\rho_0) + 2c \frac{(1-\rho_0)(1-2\rho_0)}{\sqrt{(1-\rho_0)^2 - M^2}} \cos\theta, \end{aligned}$$

式中 c 为粒子交换耦合作用的强度, M 为系统初始的总自旋, q 为二次塞曼效应系数. 在计算中, ρ_0 和 M 都经过了归一化,即取值为与总粒子数的相对值. 如图 6 所示,相对粒子数 ρ_0 和相对相位 θ 都呈现出振荡的变化,这是凝聚物质相干性的体现. 2004 年,汉堡大学的 Sengstock 小组^[14] 与佐治亚理工的 Chapman 小组^[15] 都观察到了类似的相干自旋动力学.

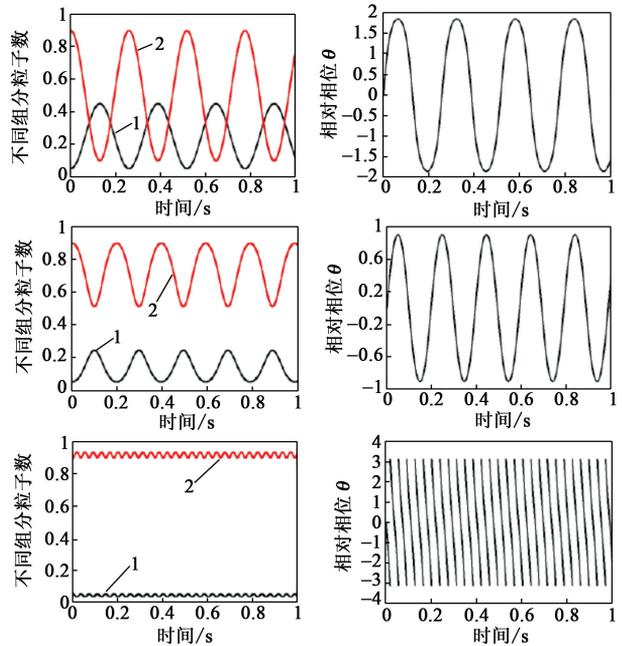


图6 ⁸⁷Rb 凝聚体中不同组分的相对数目(左)及相对相位(右)随时间的演化^[17] (自上而下,磁场依次为: 0 mG(毫高斯), 200mG 和 500mG, 在左图中,曲线 1 代表 $m_F = \pm 1$ 组分;曲线 2 代表 $m_F = 0$ 组分)

由图 6 可以明显看出,振荡的周期与外磁场的强度有关. 外磁场越强,粒子数振荡越快. 这个变化趋势是由二次塞曼效应引起的. 二次塞曼效应导致 $m_F=1$ 和 -1 组分能级相对于 $m_F=0$ 组分能级分布不对称(见图 4),使得自旋交换前后能量不守恒,因此阻碍了自旋动力学演化. 2005 年,Chapman 小组细致地观测了 ⁸⁷Rb 凝聚体中在不同磁场强度条件下的自旋动力学过程,证实了二次塞曼效应对自旋动力学振荡周期的影响,如图 7 所示^[18].

在上述理论模型中,假定旋量凝聚体的不同组分在空间上是均匀混合的,或者说不同组分波函数

的空间形状是相同的. 这个假设对于 $F=1$ 的 ^{87}Rb 凝聚体来说是不尽合理的. ^{87}Rb 原子间存在铁磁性耦合作用, 根据前面的讨论, ^{87}Rb 气体在凝聚之前就发生了铁磁相变, 因此 ^{87}Rb 凝聚体是一个铁磁体. 在总的自旋不变的情况下, 其内部应该具有某种磁畴结构, 所以 $m_F = 1$ 和 -1 组分在凝聚体内部的分布不应该是均匀混合的.

2006 年 Sadler 等人首次在 ^{87}Rb 凝聚体中观测到了畴结构, 如图 8 所示^[19]. 他们的实验初始条件是将凝聚体置于 2G(高斯)的外磁场中, 此时系统内部基本均匀; 然后在大约 5ms 的很短时间内将磁场调节至很弱的 50mG; 约再经过 50ms 后, 凝聚体逐渐呈现出了复杂的内部畴结构. 这是首次在玻色型巡游铁磁体中观察到磁畴.

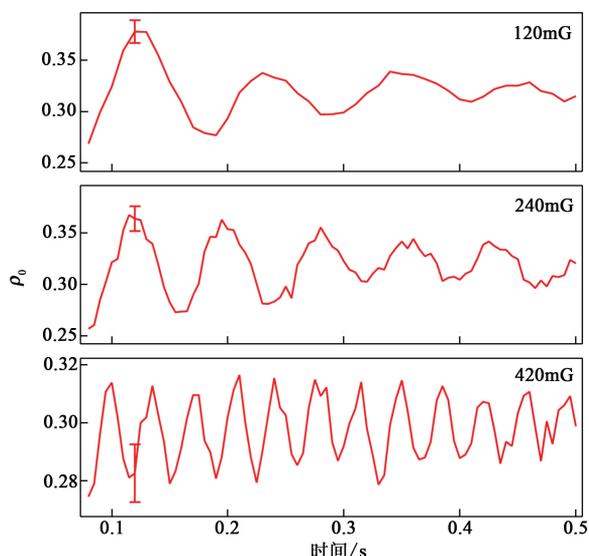


图 7 实验观察到 ^{87}Rb 凝聚体 $m_F = 0$ 组分在不同磁场下的相对数目 ρ_0 随时间的演化^[18], 振荡周期随磁场增强而变小

早在 20 世纪初, 磁性刚进入近代物理研究范畴的时候, 磁畴就是一个重要的研究课题. 外斯为了解释为什么大多数磁性材料并不显示宏观磁性的问题, 提出了磁畴假说. 外斯认为, 这些材料内部分成了许多自发磁化的小区域, 如图 9(a) 所示, 每个小区域称为一个磁畴. 畴内部自旋取向一致, 但不同磁畴的自发磁化方向是杂乱的, 磁矩相互抵消, 故总体不显示磁性. 直到今天, 磁畴生长演化过程依然是一个非常活跃的研究课题, 发展了微磁化理论等重要的理论工具.

玻色型铁磁体作为一个新生的磁性系统, 其中磁畴产生及演化具有怎样的特征呢? 我们从唯象的角度, 提出了一个简化的两畴模型, 初步地描述了磁

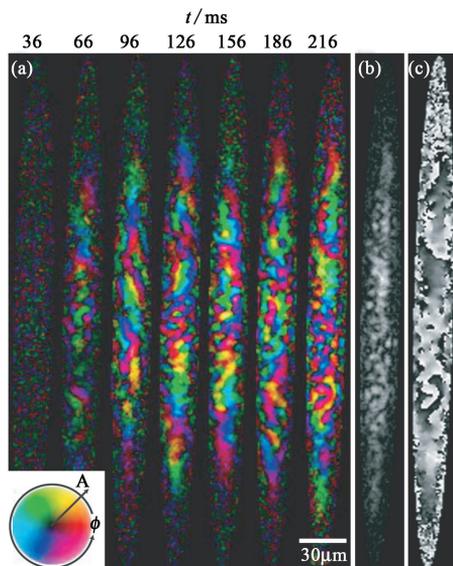


图 8 实验观察到 ^{87}Rb 凝聚体中自发地形成了磁畴结构^[19]

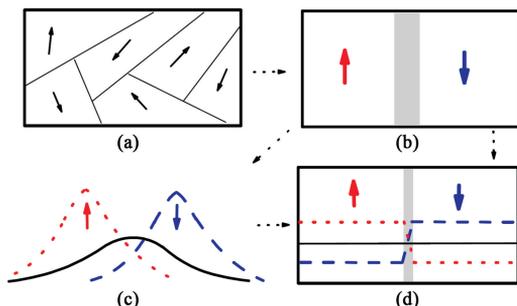


图 9 为研究磁畴演化过程, 把多磁畴结构(a)简化为两畴模型(b); (c)是超精细自旋量子数 $F=1$ 的凝聚体内部 3 个组分的空间分布示意图; (d)为简化后的两畴结构^[20]

畴生长的过程^[20], 如图 9 所示. 图 9(c)描绘的是 $F=1$ 凝聚体的三个组分在空间中的分布, 由于 $m_F = \pm 1$ 组分空间上分开, 形成自旋向上和向下的两个畴, 近似地简化为图 9(d) 的形状. $m_F = \pm 1$ 组分之间存在一定的重叠, 引入一个交叠因子 α 来描述交叠的程度; $\alpha=0$ 代表 $m_F = \pm 1$ 组分完全分开. 在某个畴内, 特定自旋组分占据主导, $m_F = +1$ 和 -1 组分之间的数量差值表示磁化强度.

我们令凝聚体的总自旋为零, 计算了系统各组分总的粒子数以及某个畴内磁化强度随时间的演化关系, 分别如图 10(a)和(b)所示. 图 10(a)中实线代表 $m_F = 0$ 组分, 而虚线代表 $m_F = \pm 1$ 组分. 这里由于初态选取了对称的畴结构, 因此, $m_F = \pm 1$ 组分的粒子数完全相同; 但对于某一个畴, 内部磁化强度则由 0 开始逐渐增大. 这就意味着系统在初始磁化强度均匀的情况下, 自发地演化至磁化强度不均匀的

状况,由此解释了磁畴的形成.

值得特别指出的是,磁化强度是振荡增加的,这种振荡现象正是玻色-爱因斯坦凝聚体相干性的直接体现,而在传统磁性材料中,磁畴生长过程没有这个特征. Sadler 实验中也观察到了单个磁畴的磁化强度是振荡变化的^[19]. 图 10 显示,一开始振荡的幅度随时间延长而逐步增加,而此过程中能量是耗散的,这表明在磁畴生长的过程中热耗散促进了量子相干振荡. 这个结果非常奇特,因为通常热耗散压制量子相干. 当弛豫较长一段时间之后,量子振荡仍然会趋于衰减,磁畴随之逐步稳定下来.

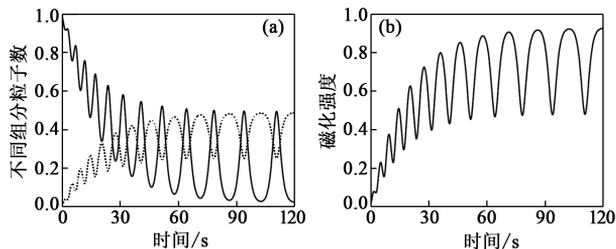


图 10 两畴模型近似下 $F=1$ 凝聚体内部 3 个组分总的相对数目(a)以及单个畴内部磁化强度(b)随时间的动力学演化^[20]; ((a)图中,实线代表 $m_F=0$ 组分,虚线代表 $m_F=\pm 1$ 组分)

5 结束语

在旋量冷原子玻色气体研究的推动下,玻色系统磁性已经进入物理学研究的视野,并逐步发展成为今天的热点课题. 但与费米系统相比,对玻色气体磁性的研究还非常肤浅和薄弱. 实验上,旋量冷原子气体的获得和冷却还无法实现准静态过程,而且测量手段非常有限,因此目前还很难对磁性相变以及磁化率、比热等热力学量进行有效地测量. 理论上,采用的模型和计算的方法还过于简单粗糙. 例如,平均场近似固然可以给出定性的结论,但缺乏定量的准确性. 诸多问题,说明该领域尚处于原始起步阶段;正因为如此,它才更加值得人们关注、投入和期待.

另外,本文基本局限于讨论均匀的或者约束在单个光势阱中的旋量玻色气体的性质. 目前实验上已经能够做到把冷原子气体放置于多个势阱以及光晶格中;可以预料在新的条件下旋量玻色气体将呈现更多新颖奇特的磁学性质. 例如有人研究了在光

晶格中旋量玻色气体的磁孤子解^[21]、磁孤子的动力学行为^[22]以及磁性量子相变现象等^[23],得到了不少有趣的结果. 相信随着实验的不断发展,本领域的研究范围也将日益扩大.

参考文献

[1] 姜寿亭,李卫. 凝聚态磁性物理. 北京: 科学出版社, 2003 [Jiang S T, Li W. Magnetic Physics of Condensed State. Beijing: Science Press, 2003(in Chinese)]

[2] Mohn P. Magnetism in the Solid State: An Introduction. Berlin: Springer-Verlag, 2003

[3] Moriya T. Spin Fluctuations in Itinerant Electron Magnetism. Berlin: Springer-Verlag, 1985

[4] Stenger J, Inouye S, Stamper-Kurn D M *et al.* Nature, 1998, 396: 345

[5] Ho T L. Phys. Rev. Lett., 1998, 81: 742

[6] Ohmi T, Machida K. J. Phys. Soc. Jpn., 1998, 67: 1822

[7] Simkin M V, Cohen E G D. Phys. Rev. A, 1999, 59: 1528

[8] Eisenberg E, Lieb E H. Phys. Rev. Lett., 2002, 89: 220403

[9] Yamada K. Prog. Theor. Phys., 1982, 67: 443

[10] Gu Q. Phys. Rev. A, 2003, 68: 025601

[11] Gu Q, Klemm R A. Phys. Rev. A, 2003, 68: 031604(R)

[12] Tao C, Wang P, Qin J, *et al.* Phys. Rev. B, 2008, 78: 134403

[13] Tao C, Jiao Z, Gu Q. Phys. Rev. A, 2009, 79: 043614

[14] Schmaljohann H, Erhard M, Kronjager J *et al.* Phys. Rev. Lett., 2004, 92: 040402

[15] Chang M S, Hamley C D, Barrett M D *et al.* Phys. Rev. Lett., 2004, 92: 140403

[16] Romano D R, de Passos E J. Phys. Rev. A, 2004, 70: 043614

[17] Schmaljohann H, Erhard M, Kronjager J *et al.* Appl. Phys. B: Lasers Opt., 2004, 79: 1001

[18] Chang M S, Qin Q, Zhang W *et al.* Nature Physics, 2005, 1: 111

[19] Sadler L E, Higbie J M, Leslie S R *et al.* Nature, 2006, 443: 312

[20] Gu Q, Qiu H. Phys. Rev. Lett., 2007, 98: 200401

[21] Xie Z W, Zhang W, Chui S T *et al.* Phys. Rev. A, 2004, 69: 053609

[22] Li Z D, He P B, Li L *et al.* Phys. Rev. A, 2005, 71: 053611

[23] He P B, Sun Q, Li P *et al.* Phys. Rev. A, 2007, 76: 043618