

^3He 的超流新相

陆果 阎守胜

(北京大学物理系)

通常的液体氦(^4He)冷到 2.17 K 时转变为超流态。超流的 ^4He (通常称为 He II) 有许多奇特的性质,例如能够无阻地通过很窄的毛细管,特别高的热导率,爬行膜现象等等,这些都早已为人们所熟知。

^4He 的同位素 ^3He , 在天然的氦气中是极少的,约占百万分之一。五十年代初,原子核工业的发展才使人们能够得到稍多一点的 ^3He , 开始了对它的研究。

^3He 的临界温度是 3.34 K, 临界压力是 1.15 个大气压, 常压下沸点是 3.2 K。和 ^4He 一样, 零点能很高, 常压下一直到绝对零度还是液体, 只有在 34 个大气压下才固化。 ^3He 会不会像 ^4He 那样, 当温度下降时也转变成超流态呢? 这无论在理论上和实验上都一直是一个很有趣的问题。

早期, 有人利用对应态律(压力、体积和温度分别用临界参数除, 得出对比压力、对比体积和对比温度, 各种气体的对比物态方程应该相同), 加上零点能修正, 算出了 ^3He 的蒸气压曲线。并预言了 ^3He 应该在 1.5 K 左右出现超流相。但是实验却表明, 在 1.5 K 附近 ^3He 并没有发生相变。此后的一段时间内, 不少人认为 ^3He 是费米子, 不会像玻色子 ^4He 那样, 在低温下发生玻色凝聚而形成超流相。

1957 年超导电性的 BCS 理论出现之后, 人们想到, 库珀(Cooper) 对的现象也有可能发生在电子以外的其它费米子系统中, 首先受到重视的是 ^3He 。六十年代初, 理论上已有了比较细致的分析, 肯定了会出现超流相, 并给出了超流相大体的物理图象。最困难的问题仍然是对转变温度的估计, 因为这需要粒子间相互作用强

度的数据, 开始估计在 0.1 K, 可是当 ^3He 温度降到 0.1 K 时又是什么也没发现。随后, 常常是从理论上找到一些新的原因说明转变温度应该更低, 在实验中达到这个温度时还是什么也没发现, 这一阶段理论和实验上都做了不少工作, 特别是 1965—1966 年稀释制冷机的出现, 从根本上改变了人们在毫开温度范围内的实验能力。然而, 由于一些使人沮丧的预言——转变温度远低于当时技术水平所能达到的温度, 对 ^3He 可能会超流的兴趣又下降了。

1972 年, 奥谢罗夫(Osheroff) 等人在冷却 ^3He 的固液混合物时, 发现在 ^3He 溶解曲线上 2.6 mK 和 2 mK 处有两个相变点, 最初以为是固体 ^3He 所发生的变化, 但很快就用实验证明了, 这是由液相产生的。人们几乎一致认为, 这就是早已期待的 ^3He 超流相, 这一发现大大激发了在这个领域内的研究热情, 进展很快, 发现这是一个内容极为丰富的研究领域。 ^3He 新相不仅同时具有超导体、超流 ^4He 和液晶的一些特点, 而且还有它独特的地方。直到现在, 它还是低温物理中十分重要十分活跃的一个研究领域。

本文主要就新相的发现、物理图象和主要实验事实做一粗浅的介绍, 详细内容可参阅文献[1,2]。

一、超流新相的发现和相图

^3He 的相图是很特别的, 溶解曲线在 0.3 K 处有一极小(图 1)。在 0.3 K 以下, 沿溶解曲线加大压强, ^3He 的温度降低。这种绝热压缩 ^3He 使其冷却的方法, 叫做波默伦丘克(Pomeranchuk)

ck)方法。

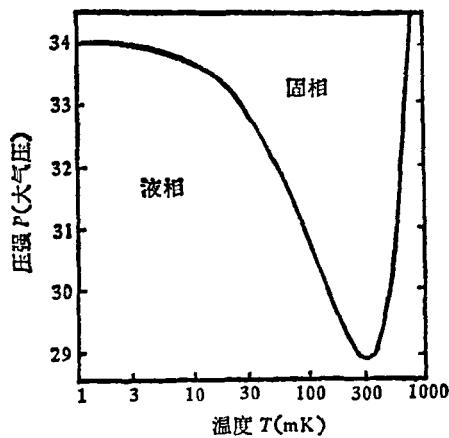


图1 ^3He 在低温下的溶解曲线

奥谢罗夫等人在实验中,先用稀释制冷机把 ^3He 冷却到25 mK,然后再用这种方法使 ^3He 系统自行降温。在压缩致冷过程中,使 ^3He 小室的体积以恒定的速率增加或减小,记下压强随时间的变化。图2给出一次典型的冷热循环的结果。压缩时温度下降,在A处(2.6 mK)曲线出现折点,斜率改变了一倍左右。在B点,曲线突然下降了0.3毫巴,但曲线斜率没有变化。到C点后,压强开始减小,温度回升。B'点大约出现在2.0 mK处,在A'处发生的情况和A处一样。这些现象表明,在这些地方发生了相变。B'处的小平台,是一级相变有小的潜热存在的表现。B出现的温度总要比B'低一些,增加压缩速率则B点温度要比B'低得更多,说明这是由过冷现象造成的。A和A'总发生在

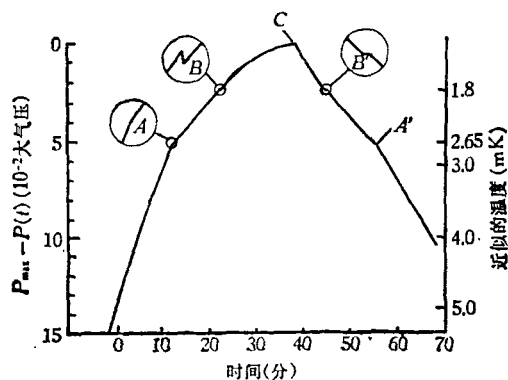


图2 ^3He 波默伦丘克室体积以恒定速率变化时压强对时间的关系,曲线上部压强高,相应的温度较低。
 P_{max} 为最大压强

同一温度,没有潜热,是二级相变。

这些相变发现之后,大量的实验工作表明,所出现的新相,正是 ^3He 超流相,这将在第三节中介绍。

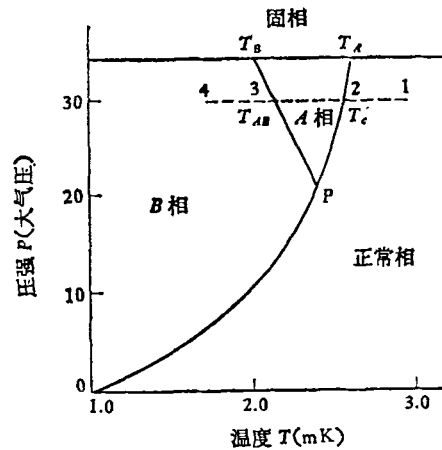


图3 ^3He 相图(1—3 mK) $T_A = 2.6 \text{ mK}$; $T_B = 2.0 \text{ mK}$

在实验工作的基础上,做出了1—3 mK温度范围内的相图(图3)。34个大气压以上, ^3He 处在固相。低于34个大气压, ^3He 处在液相。液相分三个区:正常相、A相和B相,P是三临界点。在三临界点以上,假定我们使液体 ^3He 沿图3中虚线等压降温,在转变温度 T_c (点2),正常相转变成A相。如继续降温,在转变温度 T_{AB} (点3),A相转变成B相。在三临界点以下,正常相直接转变成B相。外磁场存在时,正常相和A相之间,还有一个很窄的 A_1 相区,图3中未画出。

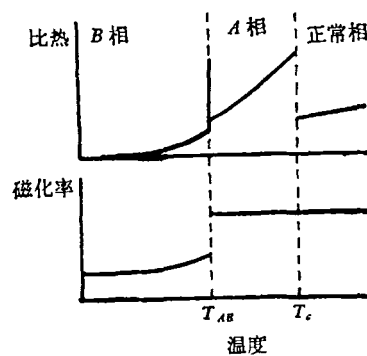


图4 比热,磁化率随温度的变化

液体 ^3He 沿图3中虚线降温时,比热在 T_c 处发生跃变(图4),表明出现了新的有序。磁化

率在 T_{AB} 处突然降低(图 4),说明有序性发生了突变。这些进一步肯定了,正常相到 ${}^3\text{He-A}$ 相的转变是二级相变, ${}^3\text{He-A}$ 相到 ${}^3\text{He-B}$ 相的转变是一级相变。实验也指出了,在 22 大气压以下,正常相到 ${}^3\text{He-B}$ 相的转变是二级相变。

上述 ${}^3\text{He-A}_1$, ${}^3\text{He-A}$ 和 ${}^3\text{He-B}$ 相,正是本文所要介绍的 ${}^3\text{He}$ 超流新相。

二、超流新相的物理图象

${}^3\text{He}$ 原子的电子总自旋为零,核自旋 $\frac{1}{2}$,因此遵从费米统计。在液体 ${}^3\text{He}$ 中,原子间有吸引的范德瓦尔斯相互作用,但在距离近时有很强的刚球排斥相互作用。

实验表明,在 0.1 K 以下,液 ${}^3\text{He}$ 的正常相可以很好地用朗道(Ландау)提出的费米液体理论来说明。按照朗道的理论,在较强地相互作用着的 ${}^3\text{He}$ 原子的系统中,设想每一个 ${}^3\text{He}$ 原子周围聚集着其他原子的“屏蔽云”,因此变成了具有有效质量 m^* 的“准粒子”。这些准粒子也是费米子,具有自旋 $\frac{1}{2}$ 。由于相互作用大部分包括到了准粒子之中,准粒子之间的相互作用就很弱了。于是,液体 ${}^3\text{He}$ 可以看成是一种弱相互作用的费米气体。这完全类似于描述正常金属中电子行为的模型。这种类似表明可以在解释金属超导电性的 BCS 理论的基础上,发展超流 ${}^3\text{He}$ 的理论。

BCS 理论的中心思想是,费米面附近具有大小相等,方向相反的动量和自旋的两电子,如果经常作总动量守恒的相干跃迁,则它们之间将产生净的吸引相互作用,形成束缚对(库珀对),对与对之间有很强的关联。超导部分就是由这些电子对组成的。电子对的总自旋为零,不受泡利不相容原理的限制,都凝聚到了能量较原来低的状态,在费米面附近形成能隙 Δ 。由于拆散一对电子使它们激发需要 2Δ 的能量,又由于电子对以同样的质心动量运动,因此在转变温度 T_c 以下,晶格振动和少量杂质不散射电子对,超导体的电阻是零。

在超导体中,以晶格为媒介,费米面附近的两个电子之间有了弱吸引的间接相互作用,形

成了束缚对。在液体 ${}^3\text{He}$ 中,不存在类似于超导体中晶格的结构,但是通过液体本身的自旋极化,也可以在粒子之间产生吸引的间接相互作用。例如,某时刻在 r 点的一个 ${}^3\text{He}$ 原子可在周围产生一“分子场”,它使近邻的液体的自旋排列发生极化,这种极化将维持一段时间。如果此时第二个 ${}^3\text{He}$ 原子(自旋与第一个原子的平行)来到附近的 r' 点,则液体的自旋极化将使它受到吸引的作用。这种相互作用,可使费米面附近的两个粒子形成束缚对。

在超导体中,形成束缚对的两个电子自旋相反,相对运动的轨道态是球对称的 s 态,是单重态,简记为 1s 态。这种状态是各向同性的,没有磁性。但是在液 ${}^3\text{He}$ 中,由于粒子间存在着很强的近距排斥作用,从能量观点看,构成束缚对的两粒子相对运动的轨道态应该不再是 s 态。实验证明,实际上是在 $l = 1$ 的轨道态。这时,轨道波函数是反对称的。为了保证费米子总波函数的反对称性,自旋波函数必须是对称的,即配对的两粒子的自旋必须是平行的,有三种可能的状态: $|\uparrow\uparrow\rangle (s_z = +1)$, $|\downarrow\downarrow\rangle (s_z = -1)$, $\frac{1}{\sqrt{2}}|\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow\rangle (s_z = 0)$ 。束缚对的这种轨道角动量量子数为 1 的自旋三重态简记为 3p 态。

由于轨道和自旋角动量的同时存在,就有可能构成各种各样的组态,似乎问题变得十分复杂了。然而,历史的发展却比凭空设想的要简捷得多。早在六十年代初,安德森(Anderson)和贝利恩(Balian)等人就分别详尽地分析了 ABM 态和 BW 态两种具有特殊对称性的情况(图 5)。1972 年 ${}^3\text{He}$ 新相发现以后的大量事实表明, ${}^3\text{He-A}$ 相就是 ABM 态, ${}^3\text{He-B}$ 相是 BW 态。下边,我们就这两种情况作具体介绍。

在 ABM 态,只有 $|\uparrow\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\downarrow\rangle$ 束缚对,没有 $s_z = 0$ 的 $\frac{1}{\sqrt{2}}|\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow\rangle$ 束缚对。这就是所谓“同向自旋配对”(“equal-spin pairing”,简记为 ESP)态,束缚对自旋的取向轴称为 ESP 轴,有外磁场存在时它沿外场方向。表征轨道角动量的矢量 l 垂直于 ESP 轴,轨道角

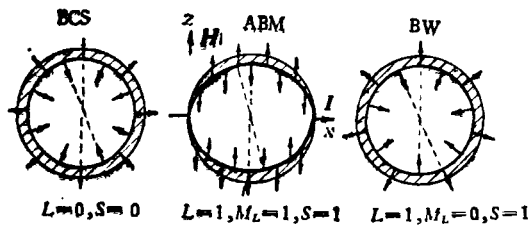


图5 BCS, ABM 和 BW 态示意。用虚线连接的是费米面上的电子或 ^3He 原子对。划斜线的面积表示能隙 Δ

动量及其在 l 方向上的投影分别为 $L = 1$ 和 $M_L = 1$ 。能隙是束缚对在费米面上的方位(用矢径方向上的单位矢量 n 表示)的函数, 写成 $\Delta(n)$ 。在 l 轴的两极, $\Delta(n) = 0$, 不存在束缚对。而在赤道上 $\Delta(n)$ 最大, 束缚对最多。可以引进作为 n 的函数的矢量 $d(n)$ 来描述这种各向异性。粗略地说, $d(n)$ 的大小给出了费米面上 n 处所形成的束缚对的相对数目, 而 $d(n)$ 的方向给出了这样的轴, 就该轴而言, 束缚对的自旋投影为零。象图 5 那样选取坐标系, 对于 ABM 态有

$$d_x(n) = \left(\frac{3}{2}\right)^{1/2} (n_y + in_z),$$

$$d_y(n) = d_z(n) = 0, \quad (1)$$

其中下标 x 、 y 和 z 分别表示矢量在 x 、 y 和 z 轴上的投影。

在 ABM 态中, 向上和向下自旋的粒子各自形成束缚对, 施加外磁场时, 束缚对的存在不影响自旋向上和向下的粒子各自费米面的变化, 因此磁化率和正常 ^3He 一样。

在 BW 态中, 尽管同时存在 $|\uparrow\uparrow\rangle$ 、 $|\downarrow\downarrow\rangle$ 和 $\frac{1}{\sqrt{2}}|\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow\rangle$ 三种束缚对, 但它们以特殊的方式组合成了图 5 所示的“各向同性态”。这时

$$d(n) = n, \quad (2)$$

费米面上各处能隙大小相同。BW 态的相对轨道角动量在 l 方向上的投影为零。此外, 由于 BW 态中包含有 $s_z = 0$ 的非磁的束缚对, 其磁化率比正常 ^3He 低。

磁场的存在对 ABM 态的取向将起重要的作用, 它力图使 d 进入垂直于场 H 的平面, 从而保证束缚对自旋在 d 上的投影为零。此外, 粒子间还存在着偶极相互作用, 它迫使自旋相

对于轨道角动量定向。对 ABM 态, 偶极作用使 l 和 d 的方向趋于一致。对 BW 态, 磁场存在时, 为了使偶极能极小, 对于所有的 n , $d(n)$ 将绕场 H 旋转 104° (图 11)。这种偶极相互作用, 对于液 ^3He 核磁共振实验现象的说明, 将起决定性的作用。

如前所述, 在 ABM 态中同时存在自旋向上和向下的束缚对。然而在磁场中, 由于磁场降低了自旋向上(与磁场同向)的束缚对的能量, 因此在降低温度时, 将首先出现自旋向上的束缚对, 也就是出现 $^3\text{He}-A_1$ 相。然后, 在稍低的温度, 才出现自旋向下的束缚对, 也就是变成了 $^3\text{He}-A$ 相。

三、新相的一些实验现象^[3]

1. 超流性

新相是否超流, 这要用实验来回答。最早显示出新相可能超流的是振动线的实验, 即在液体 ^3He 中放置一根张紧的细铌钛超导线, 在有外加磁场时通以交变电流, 线就发生振动, 线的振动幅度由线两端的感应电压来测量, 从振幅可以推算出液体的粘滞系数。实验表明, 当费米液体温度从 15 mK 开始降低时, 液体粘滞性增加。正如费米液体理论预言的, 它大约比例于 T^{-2} 。但是, 当温度降到 2.6 mK 时, 液体粘滞性开始减小, 而且在继续降温进入 $^3\text{He}-B$ 相后, 粘滞性减小得更快。在 1.0 mK, 粘滞性要比按正常相估计出来的小三个数量级。人们认为, 这种情况表明, 在 $^3\text{He}-A$ 和 B 相中存在没有粘滞性的超流成分。

1974 年成功地进行了测量新相中声速的实验, 证明了新相的确是超流的。实验是让声波通过一个填有很细的粉末, 或者用一叠间距很小(~ 50 微米)的板做成的通道, 通道中充有 ^3He 液体。如果液体是正常的, 由于通道的很大流阻, 液体仿佛被固定住了, 无法把声音传过去。如果液体里有超流成分, 尽管正常部分仍被锁住, 但声音却可以借助于仍能自由运动的超流部分传过去。这种运动模式称为第四声。

测出第四声的速度，就可以推算出液体中超流成分所占的比例， $\rho_s/\rho = c_1^2/c_4^2$ ，其中 c_1 和 c_4 分别是普通声波和第四声的速度， ρ_s/ρ 是超流成分的相对密度。图 6 是测量结果。温度降到 T_c ，超流成分开始出现，液 ^3He 转变成超流新相。温度继续降低，超流成分不断增加。

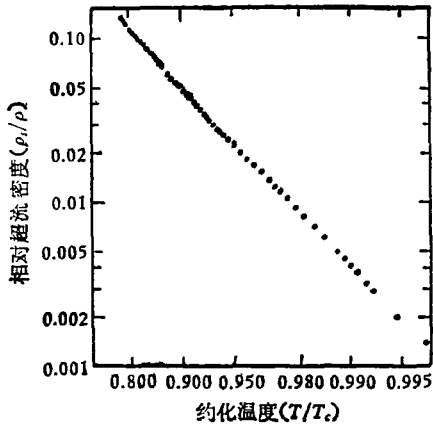


图 6 33.2 大气压下 $^3\text{He}-A$ 相相对超流密度和约化温度的关系

2. 核磁共振 (NMR)

一个磁性粒子具有一定的角动量 \mathbf{S} 和磁矩 $\boldsymbol{\mu}$ ， $\boldsymbol{\mu} = \gamma\mathbf{S}$ ， γ 称为旋磁比。在外磁场中，它将围绕着场 \mathbf{H}_0 的方向作拉莫尔 (Larmor) 进动 (图 7)，进动频率 $\omega = \gamma H_0$ 。如果在和静磁场 \mathbf{H}_0 垂直的方向上附加一个小的交变场，当它的频率和进动频率一致时，就会发生共振。对于热运动着的相互作用的核磁矩系统，可以观察到共振吸收信号。在核磁矩系统中，周围近邻原子的作用等效于改变了静磁场 \mathbf{H}_0 ，共振频率

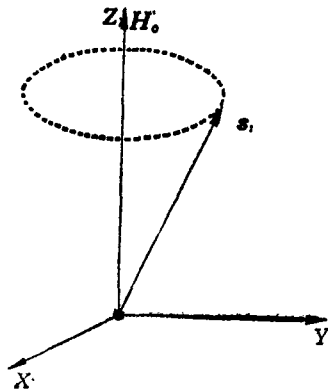


图 7 磁共振示意图

亦随之改变。因此，可以通过共振吸收信号来研究物质的结构和相互作用，这就是核磁共振方法。

对于 ^3He 正常相，我们观察到了寻常的核磁共振信号 (见图 8)。可是，在温度降低到 $^3\text{He}-A$ 相出现以后，分裂出了随温度降低频移愈来愈大的伴峰。这种频移，比周围近邻 ^3He 原子的作用所能产生的要大得多，实际上是 ^3He 超流相中束缚对间很强的集体相关所造成的。在 $^3\text{He}-A$ 相中，所有束缚对的质心动量相同，相对轨道运动态也相同， \mathbf{l} 和 \mathbf{d} 均在垂直于外磁场的平面内。在这种情况下，影响运动状态的显然已不再是很小的近邻作用，而是有序的所有束缚对的作用的总和，它比前者要大得多。这时束缚对不再各自独立地运动，而是作为相关联的整体绕磁场进动。

^3He 超流相的独特的核磁共振性质是存在所谓“纵向核磁共振”，即当附加的交变场平行于静磁场 \mathbf{H}_0 时也有共振吸收信号，且纵向共振频率与 H_0 无关，只随温度变化。

为了说明这种现象，让我们先对一个磁性粒子在外场中的运动作较深入的分析，由此得出一些有普遍意义的结论。具有角动量 \mathbf{S} 的磁性粒子在磁场 \mathbf{H}_0 中运动的动力学方程是

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = \gamma\mathbf{S} \times \mathbf{H}_0, \quad (3)$$

其中 $\gamma\mathbf{S} \times \mathbf{H}_0$ 是粒子所受到的力矩，它的方向垂直于 \mathbf{H}_0 。选定坐标系 (图 7)，(3) 式可以写成分量形式：

$$\frac{ds_x}{dt} = \gamma s_y H_0, \quad \frac{ds_y}{dt} = -\gamma s_x H_0$$

和

$$\frac{ds_z}{dt} = 0.$$

通过简单的运算，可以得到 (3) 式的解：

$$s_x = s_0 \sin \omega t, \quad s_y = s_0 \cos \omega t, \quad s_z = \text{常数}, \quad (4)$$

其中 $\omega = \gamma H_0$ 。由此可见， \mathbf{S} 绕 \mathbf{H}_0 的进动 (图 7) 可以等效地看成是 X 和 Y 轴上的线偏振的合成，因而可以和 XY 平面上一定频率的交变场产生共振。在 Z 轴上， s_z 是常数，没有振荡，所

以通常的核磁矩系统观察不到纵向核磁共振现象。只有当 S 的动力学方程能给出 Z 轴上线偏振的解时,才会有纵向共振现象。

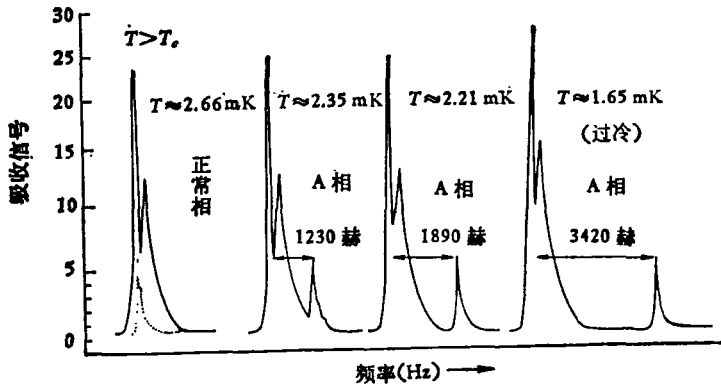


图8 ^3He 共振吸收的频移。图中高的峰是固相的吸收信号。第一个小图中的点线,表示处在正常相时, ^3He 液相部分的吸收信号。冷下来时,看到此信号位置的频移

为了进一步弄清道理,从另外一种角度来考察上述运动,是有益的。现在假定从 S 和 H_0 同方向这样一种起始的平衡状态出发。平衡时,粒子所受力矩 $\gamma S \times H_0 = 0$ 。我们设想 S 绕 X (或 Y) 轴旋转 θ 角(图9),这时磁场就会有恢复力矩 $\gamma S \times H_0$ 作用在 S 上,力矩沿 X (或 Y) 轴方向。由(3)式可见,这就造成了 s_x (或 s_y) 在平衡位置附近的振荡。如果设想 S 绕 Z 轴旋转 θ 角,显然不会有恢复力矩产生,因此不存在 s_z 的振荡。从能量观点看,当 S 绕 X 或 Y 轴

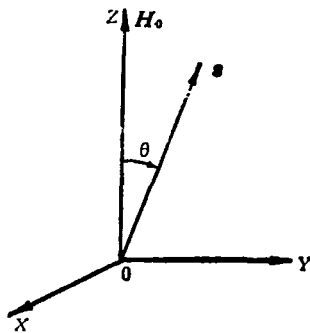


图9 S 绕 X 轴旋转 θ 角

旋转一角度时,改变了磁性粒子和磁场的相互作用能,所以在 X 或 Y 方向上有振荡发生。当 S 绕 Z 轴旋转时,不改变该相互作用能,所以 Z 方向上没有振荡。这样一种考虑问题的方法,有普遍意义。

现在来分析 $^3\text{He-A}$ 相。 $^3\text{He-A}$ 相在磁场 H_0 中平衡时, d 和 l 同向,垂直于 H_0 (图10)。由于相对轨道运动的惯性矩很大, l 的取向可以看成是不变的(设在 X 轴方向),但是表征自旋态及各向异性的 d 的方向却是可以变动的。现在设想 d 绕 Z 轴旋转 θ 角(图10),由于偶极相互作用能是 l 和 d 的相对取向的函数,因此这种旋转改变了粒子间的偶极相互作用能,也就预示着会有 Z 方向的振荡产生。假定偶极作用所产生的恢复力矩是 R_D ,则自旋动力学方程现在在是

$$\frac{dS}{dt} = \gamma S \times H_0 + R_D, \quad (5)$$

其中 S 是 $^3\text{He-A}$ 相的总自旋角动量。和(3)式相比,现在多了一项恢复力矩 R_D 。可以证明,在图10情况下, $R_D = -\frac{1}{2} \lambda \sin 2\theta Z_0$, 其中 Z_0 是 z 方向轴上单位矢量。现在 $\frac{ds_z}{dt} = -\frac{1}{2} \lambda \sin 2\theta$, 不再是零了。这个式子表明, d 旋转 θ 角对 s_z 产生了直接的影响,意味着在 $^3\text{He-A}$ 相中发生了束缚对 $|\uparrow\uparrow\rangle$ 和 $|\downarrow\downarrow\rangle$ 之间的转变。同时也表明,现在在 Z 方向上出现了振荡,该振荡频率与静磁场大小无关。

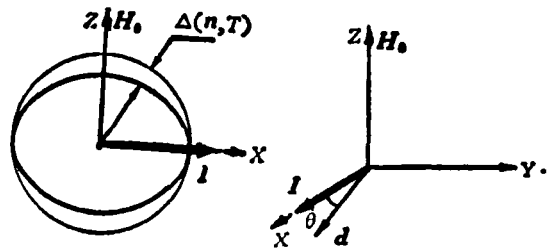


图10 在磁场中的 ABM 态

从偶极能量的普遍表达式和 s_i 与 $d_i(n)$ 的对易关系出发可以证明,对于 ^3He 超流相,在零磁场中量子力学运动方程给出三个线偏振的振荡,频率由张量 Q 给出。在外场 H_0 中, Q 的一个主轴沿 H_0 取向,设为 Z 轴。纵向共振频率

$\omega_{||}^2 = Q_{zz}^2$, 与 H_0 无关。在 XY 平面内, 则是该类型振荡与磁场中拉莫尔进动的综合。在 ${}^3\text{He}-A$ 相中, $Q_{xx} = 0$ (\mathbf{d} 绕 X 轴旋转不改变偶极能), 横向核磁共振频率 $\omega_{\perp}^2 = \gamma^2 H_0^2 + Q_{yy}^2$ 。因为 Q_{yy} 随温度降低而增大, 所以图 8 中频移也就愈来愈大。

对于 ${}^3\text{He}-B$ 相, $Q_{xx} = Q_{yy} = 0$, 只能观察到纵向核磁共振现象, $\omega_{||}^2 = Q_{zz}^2$ 。这是因为, 当 $\mathbf{d}(\mathbf{n})$ 从图 11 所示的平衡位置出发绕 Z 轴旋转一角度时, 改变了原来使偶极能极小的 $\mathbf{d}(\mathbf{n})$ 与 \mathbf{n} 间 104° 的夹角, 偶极能变了, 故 $Q_{zz} \neq 0$ 。但是当 \mathbf{d} 绕 X 或 Y 轴旋转时, 偶极能改变很小, 所以 Q_{xx} 和 Q_{yy} 几乎是零。

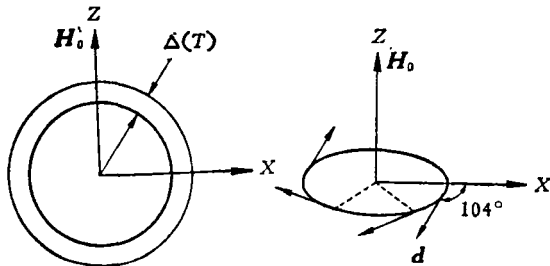


图 11 在磁场中的 BW 态

3. 各向异性和织构

各向异性是指测量的量依赖于测量的方向。例如, 在 ${}^3\text{He}-A$ 相中, 在能隙为零的方向上超流密度为零, 声音传播的速度依赖于传播的方向。这是因为所有束缚对的运动紧密关联, 束缚对的微观取向就在宏观尺度上显示了出来, 使得和束缚对的存在有关的量表现出各向异性。

第二节中曾经讲到, 磁场对束缚对有定向作用, 偶极力对自旋相对于轨道角动量有定向作用。实际上, 器壁和热流等都对轨道角动量有定向作用。例如, ${}^3\text{He}-A$ 相中 \mathbf{l} 应垂直于器壁, 否则束缚对的轨道运动就不平行于器壁, 会不断地与器壁碰撞, 从而能量上是不利的。那末, 在满足这种边界条件的情况下, 液体中方向究竟怎样变化呢? 这就是液晶中的所谓“织构”问题。

在一圆柱形的容器中, 有两种可能的织构(图 12)。实现那一种, 依赖于尺寸、磁场和其

他因素。第一种织构, 截面图中心是奇点, 该点上各向异性轴的方向是不知道的, 该点附近方向变化得很快。这一点所代表的圆柱中心线可看成正常相的小区域, 这种织构称为具有线奇异性。类似于超导或 ${}^4\text{He}$ 超流, 这种线奇异性对 ${}^3\text{He}$ 新相的流动性质会有重要的影响。

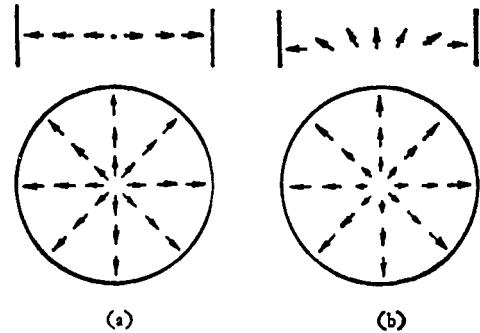


图 12 两种可能的织构。小箭头表示该处各向异性轴的方向

在 ${}^3\text{He}-B$ 相中会存在更有趣的点奇异性, 即所有各向异性轴都沿球的半径方向, 球心成为奇点。同样, 这也可能是个正常相的区域。

织构和各向异性的研究, 对设计实验也是重要的。为了测出有确切意义的量, 或者要仔细计算织构, 或者要选择一种特殊的几何形状, 使织构比较简单。早期的工作中许多理论和实验的差异, 很可能是由于理论工作做了简单的假设, 而实验却是在复杂得多的织构上做的。

四、结 语

${}^3\text{He}$ 超流新相是一个内容极为丰富的领域^[4]。从 1972 年发现以来, 在理论和实验工作的密切配合下, 对新相的了解进展很快, 至今仍在继续深入地研究它的各种性质。

${}^3\text{He}$ 新相的研究, 有助于我们了解其他更普遍的现象。突出的优点是, 它是一个极为“干净”的系统。所有杂质早已冻结。对于在别的物质中也会发生的一些现象, 例如相变和相平衡, 新相的研究有可能给出更为清晰的结果。

${}^3\text{He}$ 新相的研究, 也有助于对其他超流系统

的了解,如超流 ${}^4\text{He}$, 稀 ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ 溶液等. 甚至有人认为 ${}^3\text{He}$ 新相提供了中子星的实验室模拟.

${}^3\text{He}$ 新相以宏观的尺度呈现出了量子力学规律的结果,就基本理论的研究而言,也有一定价值.

参 考 文 献

- [1] A. J. Legget, *Rev. Mod. Phys.*, **47**(1975), 331.
- [2] J. C. Wheatley, *Rev. Mod. Phys.*, **47**(1975), 415.
- [3] O. V. Lounasmaa, *Contemporary Physics*, **15**(1974), 353.
- [4] M. C. Cross, *Science Progress*, **64**(1977), 157.

引 力 波 观 测 的 进 展

秦 荣 先

(中国科学院物理研究所)

一、引 言

1978年12月,美国马萨诸塞大学的 J. 泰勒教授^[1]在慕尼黑召开的第九次“得克萨斯”相对论天体物理讨论会上,宣布了他们对双星脉冲星 PSR 1913 + 16* 四年多的定时观测结果,他们的工作首次间接地给引力波的存在提供了一个定量的证据,其结果在 20% 的误差范围内与爱因斯坦广义相对论相符合,这一消息震动了全会,这是因为自爱因斯坦 1918 年预言引力波存在至今整整六十年以来,在引力波问题上的最重要的发展.

本世纪初,爱因斯坦^[2]为了说明如水星近日点进动等这类新的引力现象,在狭义相对论的基础上,于 1916 年发表了广义相对论,把代表时空性质的量与物质有关的能量动量联系在一起而建立了引力场方程

$$R_{ij} - \frac{1}{2} g_{ij} R = \frac{8\pi G}{c^4} T_{ij}, \quad (1)$$

其中 R_{ij} 是里契张量; g_{ij} 是度规张量; R 是标量曲率; T_{ij} 是物质的能量动量张量; G 是牛顿引力常数; c 是光速. (1) 式为非线性偏微分方程,此方程的第一个严格解是施瓦西在假设物质作球对称分布条件下求得的,就是所谓球对

称空间施瓦西外部解,回到了牛顿万有引力定律,故爱因斯坦场方程包括了万有引力定律经过实验考验的一切结果. 1918 年爱因斯坦^[2]在真空弱场情况下,选择适当坐标系,求引力场方程的近似解,得到一个类似于电磁波方程的波动方程

$$\square h_{ij} = 0. \quad (2)$$

故类似于电磁场,引力场的扰动(h_{ij})在真空中以光速传播,从而爱因斯坦预言应存在引力波. 初期,由于爱因斯坦关于引力波的预言是在特别选取的坐标系下得到的,所以当时有很多物理学工作者曾对引力波的预言持怀疑态度. 1956 年比朗尼^[3]提出与坐标系选取无关的引力波定义,1957 年邦迪^[4]证明存在与坐标选取无关的平面引力波是广义相对论的必然结果. 他们^[5]并于 1959 年进一步证明引力波穿过物体时可使静止物体发生运动,这就间接证明了引力波带有能量并可用物体作为接收器来进行探测,这时相信存在引力波的人增多了,并且试图检验引力波的存在. 广义相对论预言引力波的性质与电磁波有很多相似之处,诸如: 在真空中的速度都是光速;都带有能量;都是横波;在远源处近似为平面波. 与电磁波不同之处有: 如

* 1913 + 16 表示此双星的位置为赤经 19 时 13 分,赤纬 +16 度.