

顺磁共振译文集

科学出版社

顺磁共振译文集

北京大学量子电子学教研组等 编译

科学出版社

1975

内 容 简 介

本译文集内容包括两部分。第一部分是顺磁能级理论,包括 Bleaney 等对铁族离子盐类的总结以及 Bowers 等的补充、自旋-哈密顿算符理论和关于稀土族盐类的叙述。第二部分是关于顺磁弛豫的若干论文。本书所选的文章都是在顺磁共振的著作和论文中经常引用的一些早期的论文,它们构成了顺磁共振理论的基础,现将它们汇集起来供有关方面参考。

顺 磁 共 振 译 文 集

北京大学量子电子学教研组等 编译

*

科 学 出 版 社 出 版

北京朝阳门内大街 137 号

中 国 科 学 院 印 刷 厂 印 刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1975 年 3 月 第 一 版 开本: 850×1168 1/32

1975 年 3 月 第一次印刷 印张: 12 1/4

印数: 0001—3,800 字数: 324,000

统一书号: 13031·268

本社书号: 429·13—3

定 价: 2.10 元

前 言

顺磁共振目前已成为物理学、化学、生物学等学科中常用的研究手段,应用较为普遍,并且已有不少专著出版。

在顺磁共振的著作和论文中经常引用到一些早期论文,本译文集把它们汇集起来,以供有关方面参考。

本译文集在选文、翻译和审校过程中得到各高等学校、研究所有关同志的大力支持,翻译和校订工作是很多人分头进行的,在最后整理编辑时,只对一些主要的专门名词作了统一。由于编者水平有限,错误和不当之处在所难免,诚恳地希望读者指正

目 录

第一部分 能 级 理 论

顺磁共振 I.....	B. Bleaney, K. W. H. Stevens (1)
顺磁共振 II.....	K. D. Bowers, J. Owen (73)
晶体中顺磁共振谱的核超精细结构理论.....	
.....	A. Abragam, M. H. L. Pryce (164)
关于稀土盐类磁共振实验的理论.....	
.....	R. J. Elliott, K. W. H. Stevens (191)

第二部分 弛 豫 理 论

顺磁晶体在交变场中的磁化.....	I. Waller (209)
顺磁弛豫效应.....	A. H. Cooke (229)
钛矾和铬矾的顺磁弛豫时间.....	J. H. Van Vleck (253)
自旋系统中的交叉弛豫.....	
... N. Bloembergen, S. Shapiro, P. S. Pershan, J. O. Artman (292)	
硝酸镁铈在液氮温度下的自旋-晶格弛豫——一种新的过程.....	
..... C. B. P. Finn, R. Orbach, W. P. Wolf (325)	
稀土族盐中的自旋-晶格弛豫.....	R. Orbach (336)
顺磁弛豫理论	J. H. Van Vleck (374)

第一部分 能级理论



順磁共振 I*

B. Bleaney, K. W. H. Stevens

目 录

§ 1. 前言	2
§ 2. 引论	3
§ 3. 磁共振现象	6
3.1 共振条件	6
3.2 精细结构	8
3.3 超精细结构	9
§ 4. 线宽	12
4.1 一般讨论	12
4.2 自旋-晶格相互作用	12
4.3 自旋-自旋相互作用	13
4.4 实验方面	14
§ 5. 实验技术	16
5.1 一般讨论	16

* 本文译自 *Rep. Progr. Phys.*, **16** (1953).

5.2 最终灵敏度	17
5.3 谐振腔	19
5.4 波谱仪系统	21
5.5 用调制磁场的方法	22
§ 6. 理论	23
6.1 哈密顿量	24
6.2 铁族的晶场	26
6.3 晶场的矩阵元	29
§ 7. 自旋哈密顿量	33
7.1 推导	33
7.2 一般讨论	37
7.3 S 态离子	39
7.4 反常的超精细结构	42
7.5 共振谱	43
§ 8. 铁族	44
8.1 实验结果	44
8.2 共价键	53
§ 9. 稀土族	55
9.1 理论	55
9.2 实验结果	57
§ 10. 交换相互作用	60
10.1 各向同性和各向异性的交换	60
10.2 线宽	61
10.3 硫酸铜和醋酸铜	62
§ 11. 气体和其它特殊化合物中的共振	64
11.1 顺磁气体	64
11.2 自由基、磷光体等	67
§ 12. 总结	68

§ 1. 前 言

顺磁盐的性质已用好几种方法研究过了, 其中主要是磁化率和顺磁转动的测量, 以及顺磁弛豫和共振的射频方法. 在概括地说明顺磁性时, 所有这些方面都必须考虑, 并要指出每种方法所得

的实验结果是如何与理论相联系的。这样的说明将越出本文的范围,并要用极大的篇幅。况且,关于顺磁弛豫的方法已有了足够的评述(Gorter, 1947; Cooke 1950),所以在本文中决定只处理顺磁性的一个方面——共振现象。磁共振构成波谱学一个分支的基础,并成为研究固态物质的一种有效的新方法。粗略地看来,可把它分为四个方面,即核磁共振、铁磁共振、反铁磁共振和顺磁共振。第一种与核偶极矩相关,其它几种与电子的偶极矩相关。铁磁和反铁磁共振处理的是电子偶极矩被很强的交换力耦合在一起的磁性系统。我们在本文中只考虑顺磁共振,即只局限于弱耦合系统,其中的顺磁性单元可以看成是孤立的。

这种“磁稀释”系统的特性是很有意义的,这不仅是由于它们本身的缘故,而且因为它们在低温物理中所起的作用。为了达到 1°K 以下的温度,它们可作为“工作物质”,但在应用射频方法之前,决定它们在这方面有用与否的特性只能由 1°K 以下的测量来完成。这样的测量是困难的,而且很花时间。共振的研究方法则比较快,因为能级的状况是能够在较高的温度下研究的。用稀释程度很高的盐,可以分析很复杂的能级系统(其能级分裂间隔小到 10^{-3}°K)。这对于顺磁离子的核产生有超精细结构的盐是特别有价值的。同时,在成功地发展着的核极化方法中,共振测量的结果起着重要的作用。

在顺磁性的报告中,若没有晶体电场理论的某些计算,那将是不完善的。详细地研究晶场计算又超出了通常实验者的程度。但对于许多场合,稀释盐的磁性可用“自旋哈密顿量”完善地加以描述,自旋哈密顿量的推导和讨论参看§7。我们力图使这个讨论不用到晶场理论,而对于了解“自旋哈密顿量”却是足够的。我们希望,这样的处理对于那些以顺磁性为方法而不是以顺磁性为目的的人来说,使用这篇报告会更加容易一些。

§ 2. 引 论

顺磁性和逆磁性物质的区别,在很久以前就已经知道了。但

近代顺磁性理论的基础可以认为是基于 Pierre Curie 的工作。在实验上,他发现了 Curie 定律,并由 Langevin 作了理论的推导。这个工作表明,逆磁性和顺磁性物质的差别是由于后者有永久的磁偶极子。Weiss 进一步认为这些磁偶极子之间有强的内在耦合,这种看法定性地解释了铁磁性。本文将只考虑顺磁性,亦即只考虑每个永久磁矩大体上与其近邻无关的那样一些物质的磁性。于是,理论上将分别处理每个磁矩,而近邻的影响只以辅助的形式出现。

当一个原子或一个离子包含一个部分填充的电子壳层时,呈现出有永久磁偶极子,这可从量子理论得到自然的解释。这样的系统具有一个总的角动量,其中一部分由轨道运动引起,另一部分由电子的内禀自旋引起,二者各都联系着一个磁偶极矩。存在部分填充的电子壳层这一条件,限制了化合物的顺磁性只在周期表中某些确定的范围内(即所谓过渡族中)产生,其中已充分研究过的有铁族(它的 $3d$ 壳层是未充满的)、稀土族($4f$ 壳层未充满)。关于钪族($4d$)、铂族($5d$)和铀族($5f-6d$)却知道得很少。

在消除了旧量子论中某些困难(参看 Van Vleck 1932)的波动力学发展以后,顺磁性的定量理论才有了稳固的基础。大多数的顺磁性化合物都是固体。在铁族中,仍然存在着这样的困难,即它们的磁化率更接近于单独由电子自旋所引起的情形,而离自由离子集合所引起的情形较远。这个现象的原因,是由于在固体中顺磁性离子和它的逆磁性近邻之间有强的相互作用。这些近邻是带电的,且产生强的电场,顺磁性离子的电子在通过此电场时必须移动。在铁族中,顺磁性的 $3d$ 电子是最外层的电子,因而完全暴露在近邻的场中,电子和场之间的相互作用是如此之大,以致使轨道运动“猝灭”。这意味着轨道运动被“锁”在近邻的场中,而对磁性没有贡献。电子自旋及其相应的磁矩和静电场没有直接的相互作用,所以在外磁场中仍保持原来的自由状态。这样,铁族盐的磁性更接近于“只有自旋”的磁性。在稀土族中,未充满的电子壳层是内部的 $4f$ 壳层,它与近邻离子的电场(晶格电场)的相互作用是

很小的。所以，在一级近似下，这些离子的顺磁性接近于自由离子，轨道和自旋都对磁性有贡献。

晶体电场相互作用理论方面的全部实验证据是基于磁化率的测量，它包含单晶中各向异性的研究。这种各向异性的来源如下所述。在一个自由离子中，电子在其轨道上的运动形成一个磁场，该场与自旋矩相互作用，同时，外磁场又使自旋和轨道矩定向。在晶场中，轨道可以产生很大的畸变，因而与其相关并正比于总轨道矩的磁场将存在由晶场确定的方向性。于是可以发生这样的情况：轨道矩减小很多，而且在外磁场作用下也不再那么容易被定向了；自旋矩则按两个场合成的结果来定向，从而各向异性也就产生了。当轨道矩是很小时，内部场亦很小，这时得到纯自旋的顺磁性结果，并有微弱的各向异性。当轨道运动只是部分“猝灭”时，则仍剩余一些轨道矩，这时内部场是相当可观的，且在某些程度上可与晶场相比，结果磁的各向异性就较大。

用量子力学语言，这些效应可以叙述如下。当轨道运动与晶场的作用比自旋和轨道之间的作用（自旋-轨道耦合）大时，空间退化被部分解除（在铁族中，总的分裂可达 20000 cm^{-1} ），轨道单态没有磁矩，所以当单态是最低态且自旋-轨道耦合可以忽略时，磁性完全来源于自旋。考虑自旋-轨道耦合后其它轨道态就要混入，如果这些态的间隔是大于自旋-轨道耦合的话，那么它们的贡献是小的。在这种情形下，磁化率接近纯自旋的情形，且降到很低温度时也服从 Curie 定律，只有小的各向异性。若轨道基态不是单态，或轨道虽是单态但与另一轨道能级相近时，轨道的磁性只是部分“猝灭”，而且受到晶场的作用。此时，磁化率的值与纯自旋时的值相差很大，且不服从 Curie 定律，有强的各向异性。

从对晶体电场主要项的分析，Van Vleck (1932) 能够定量计算 $3d$ 族不同离子的磁化率性质，Schlapp 和 Penney (1932) 详细地把这个理论应用到几种盐上，目前许多的工作使 Van Vleck 的想法得到进一步发展。由于缺乏精确的实验资料，理论进一步的发展受到了妨碍。这些资料主要来自磁化率测量（一般是粉末，某些

情形是单晶)。这些测量是很难在一个足够宽的温度范围内实现的。加之,甚至对一个单晶,磁化率也不是一个特别合适的论证,因为时常在一个晶胞中含有几种各向异性轴取向不同的顺磁离子,总的各向异性是各个贡献之和。其次,在粒子集居于几个能级的温度下,磁化率也是这些能级的平均效果。新的顺磁共振技术比这些老方法优越,这是由于顺磁共振能给出每个离子的精确数据(虽然这些数据一般局限于基态)。

§ 3. 磁共振现象

3.1 共振条件

Rabi 首先用射频磁共振方法精确地测定了核磁矩,他用的是分子束方法。后来, Purcell, Torrey 和 Pound (1946) 和 Bloch, Hansen, Packard (1946) 把核的共振方法应用到聚物质上。当应用于电子顺磁性时,方法的原则是相同的,可以略述如下。当具有总角动量矩和与其平行的永久磁矩的离子处于恒磁场 $H^{1)}$ 中时,角动量矢量绕 H 轴进动,进动的角频率为

$$\omega = g \left(\frac{e}{2mc} \right) H. \quad (3.1)$$

按 Kittel (1949) 的称呼,我们称 g 为光谱分裂因子;若只有电子轨道运动,它是 1,这时进动频率和由 Larmor 经典理论确定的一样。一般说来, g 并不等于 1。若加一个圆偏振磁场,它的旋转方向和频率与角动量矢量(因此,也与磁化矢量)绕 H 的转动同步,那么一个恒定的耦合将作用在磁化矢量上,最终使其转向,且倒转它在 H 上的投影。于是离子和射频场交换能量。对于一个总角动量为 J 的自由离子,量子的图象是这样的。在场 H 中,相应于 J 的不同空间取向的能级具有 $Mg\beta H$ 的能量,这里 M 是电子的磁量子数,而 β 是玻尔磁子。属于磁偶极矩性质的允许跃迁的选择规则是 $\Delta M =$

1) 严格说来,场应写为 B , 而实际上一般都用 H 。至于以高斯为单位究竟是弥补了这种做法还是造成错误,这还是一个有争论的问题。

± 1 , 它可被频率为 ν 的量子所感应, 这种量子满足下列条件:

$$h\nu = g\beta H. \quad (3.2)$$

用表示式 $\left(\frac{eh}{4\pi mc}\right)$ 代替 β 后表明, 在这种简单的情形下, 要求的频

率与 (3.1) 式给出的频率相同. 在一个与周围环境处于热平衡的离子系统中, 能量较低的态有较多的粒子. 既然向上和向下的感应跃迁几率相等, 故加共振辐射场后, 净结果是由辐射场得到能量, 并使各个不同能级上的集居数趋于相等. 当然, 这就相当于系统的温度升高. 共振吸收的多少可由辐射场的能量损失来测定, 而能量的损失则使放置顺磁物质的调谐回路损耗增加.

顺磁共振方面的实验通常在厘米波长和几千高斯的磁场下实现. 显然, 在上面假设的简单情形中, 由波长和磁场的测量立即给出 g 值, 而 (3.2) 式又能写成

$$g = 21.4178/H\lambda, \quad (3.3)$$

这里 H 是用千高斯量度, 而 λ 是波长, 以厘米为单位. 在实验上, 我们用厘米波而不用更长的波是有几点理由的: 用厘米波谱线的强度较大 (参看 § 5), 而且在通常的顺磁盐中, 线宽是 0.01 到 0.1 cm^{-1} 数量级, 所以除非在较短波长的情形, 看到的将是未分辨开的谱线. 其次, 有一些盐, 例如用于绝热退磁工作的盐, 其基态有 0.1 — 1 cm^{-1} 的初始劈裂. 但应用短于 1 cm 的波长, 受到两方面的限制: 一方面缺乏合适的源和检波器; 另一方面要求更高的磁场.

现在可列举顺磁共振的几个主要优点: 当场 H 相对于晶场轴的取向改变时, 由于光谱分裂因子 g 的变化引起各向异性. 所以, 一般说来, 在盐中, 每种离子都有它自己的谱, 这种谱是与其它离子不同的. 这意味着杂质不会影响结果, 这点对稀土族之类物质有特别重要的意义, 因为稀土族往往很难或不能处于高纯度状态. 其次, 实验结果对给定的能级有精确的资料, 而所用的物质的数量却很少 (参看 § 5). 顺磁共振方法的缺点是做精确的工作需要单晶. 此外, 某些物质由于在产生顺磁性的能级之间没有允许的跃迁, 因

而不能用此法研究。

3.2 精 細 結 构

在基态为轨道单态，而自旋多重性大于 2 ($S=1$ 或更大) 的盐中，甚至在沒有外场的条件下，其自旋简并亦往往被解除。这种盐通常用于绝热退磁，而能级初始分裂的大小一般是在 1°K 以下，由与其相关的反常比热的测量来确定。显然，当能级间的磁偶极矩跃迁是允许的时，这种分裂亦能由顺磁共振方法研究，因为能量的吸收只是在外加射频场的频率等于该分裂时才发生。但是，这将包括遍及所有频率范围内绝对吸收系数的测量，这种测量是很难做到精确的。

实验上，通常用外加磁场改变能级分裂大小，然后研究在一定频率下，谱作为磁场的函数关系。这样做是更方便的。从这点出发，原则上能够从高场测量来得到零场的初始分裂。举一个例子能充分说明这点。我们考虑自旋为 $3/2$ 的离子，由于轴对称的晶体电场使其在 $M = \pm \frac{1}{2}$ 和 $M = \pm \frac{3}{2}$ 的两态之间有初始分裂(这里，量子化的轴取为晶场的轴)。

当磁场平行于晶场轴时，能级线性地劈裂(参看图 1)，而垂直于轴的交变磁场分量引起 $\Delta M = \pm 1$ 的感应跃迁，平行于轴的分量引起的跃迁为 $\Delta M = 0$ 。一定长度的箭头表示给定的能量量子，并在图中表示出 $\Delta M = \pm 1$ 的跃迁。我们看到，这些跃迁产生在不同场值下，并给出三重结构的谱。通常沿用普通的光谱学术语，即称之为谱线的“精细结构”。很明显，零场分裂可直接由精细结

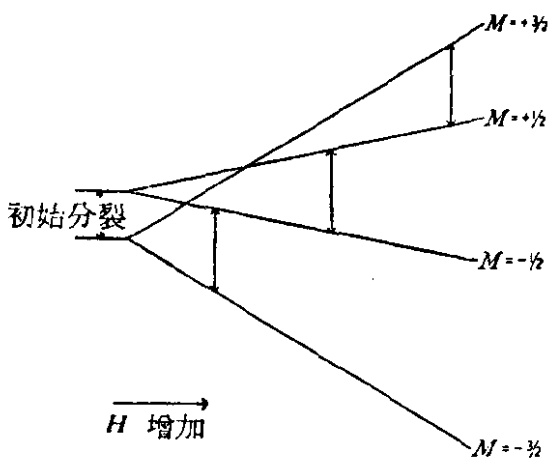


图 1 $S = 2/3$ ，磁场与晶场轴平行时的能级图。竖的箭头表示在给定频率下的允许跃迁。 g 值可由中间跃迁的位置确定，而两侧跃迁的间隔为 $2D$ 。

构推出。能级线性劈裂的事实是与加外场时进动轴不改变的事实相关的。但是,若外加场与晶场之间夹一个角度,晶场和磁场间存在“竞争”,并由此确定进动的轴。这时,能级的情况更为复杂,而且随着磁场的增大,进动轴由晶场轴转变为磁场轴。在高场条件下,谱线线性地劈裂,从而又给出一种与频率无关的精细结构。可以指出,交变场与恒磁场相互垂直时,线的强度不等,中心的一些线较强,因为它们是由磁矩在射频磁场方向投影为最大的态之间的跃迁产生的。一个典型的精细结构示于图 2。

在上面的讨论中,我们选择晶场轴作为量子化轴。在强场时,用 H 的方向作量子化轴更合适些,但无论选用那个轴,在中等场中,真正的态将是不同 M 的混合态。对交变场平行于量子化轴的情形,选择定则仍然是 $\Delta M = 0$,而对交变场垂直于量子化轴的情形,选择定则为 $\Delta M = \pm 1$,所以跃迁可以发生在任意两个包含 M 值相差 0 或 ± 1 的态之间。若为了简单起见,能级是用它们的强场或零场态来标志,则这些态之间的跃迁可以相应于 $\Delta M = \pm 2$ 或更大的选择定则,而这些跃迁有时称为禁戒跃迁 (Bleaney 1950b, Ubbink, Poulis 和 Gorter 1951, Malvano 和 Panetti 1950),所有这些禁戒跃迁的强度随着恒磁场的增大而趋向于零。



图 2 示波器上看到的乙基硫酸钆中三价钆离子 ($S = \frac{7}{2}$) 的精细结构图。(参看 H. E. D. Scovil)

3.3 超精细结构

当顺磁离子的核亦具有一总角动量,从而有一相应的核磁矩时,在共振谱中就能观察到超精细结构。如核自旋为 I ,则在强外场中,每个电子跃迁谱线劈裂为 $2I + 1$ 个等强度等间隔的线。这种简单劈裂的原因如下:核取向是量子化的,核矩的投影有 $2I + 1$ 个可能值,其每个值正比于核磁量子数 m , m 可取 $+I$ 到 $-I$ 间相差为 1 的所有数。在一给定的频率下,当总的场使电子的能级满足(3.2)式时,电子将发生跃迁,这个总场有 $2I + 1$ 个等间隔的值

(每个值相应于一个特定的核取向),因而电子跃迁有相应的劈裂。

按量子力学的语言,电子和核之间的磁相互作用使每个电子能级分为 $2I + 1$ 个等间隔的能级.例如, $S = \frac{1}{2}$, $I = \frac{3}{2}$ 的情形画在图 3 中. 交变磁场对微弱的核磁矩的影响是可忽略的,因而允许

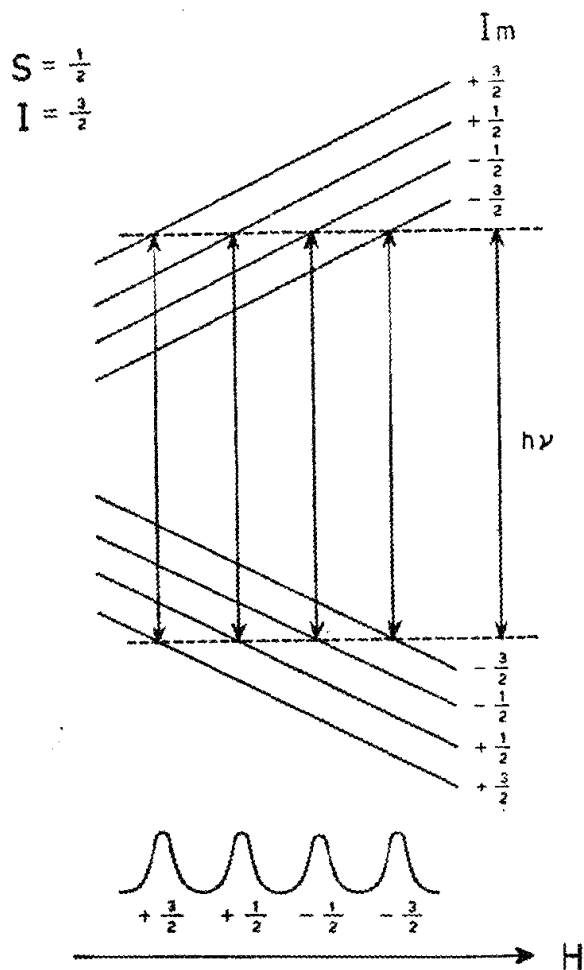


图3 在强场中 $S = \frac{1}{2}$, $I = \frac{3}{2}$ 的能级图. 允许跃迁已示于图上, (参看 Bleaney, 1951a)

跃迁是在 m 为相同值的那些能级间发生. 这些已用箭头表示. 为了表明相应于恒定的外加频率, 箭头的长度均画成相等的. 因此, 用磁场显示的谱包含四个等间隔的线. 由于在通常的温度下, 所有核的取向有相同的几率, 因而线的强度是相等的, 这点与精细结构

不同。只有在强场情况下,能级随场的变化是线性时,各线之间的距离才是相等的。在较低的频率下,所用的外磁场可与核产生的磁场相比,图象就更为复杂。这时,能级随外场的变化不是线性的,超精细结构也不再是等间距的了。各个态包含着不同核磁量子数 m 的混合,当两个态都含有相同的 m 时,跃迁是可以出现的(若我们只用它们的强场量子数来标志时,跃迁好象是“禁戒”的)。

另一种“禁戒跃迁”即使在强场下也可以观察到,这是由于除了电子和核之间的磁相互作用外,还有核处的电场梯度与核四极矩间的静电相互作用。这种四极矩相互作用的影响是使超精细能级改变一个正比于 m^2 的量,具有相同 m 的所有能级改变的量是相同的。于是, $\Delta m = 0$ 的允许跃迁不受影响(在一级近似的情况下)。当外场的取向使电子在核处的磁场与电场梯度相平行时,系统绕该轴进动,前面的说法在任一级近似下都是对的。当磁场方向与电场梯度不平行时,核的各种态被混合,而且允许有禁戒跃迁。在谱中,这些线的位置,依赖于核的四极矩作用,且可直接用于核四极矩的测量。若四极矩相互作用很小,这些线很弱(它们的强度随相互作用的平方而变化),从而无法看到。这时,四极矩相互作用的大小可由 $\Delta m = 0$ 的线的二级移位来确定,但这种方法不是很灵敏的。

顺磁共振的超精细结构在 Gorter (1948) 提出后,首先被 Penrose (1949) 观察到,而四极矩相互作用则被 Ingram (1949) 发现。以后,超精细结构在许多盐中被观察到并作了分析,但它们中的四极矩相互作用是太小了,

以致不易观测。

Bleaney (1951a) 论述了有关超精细结构方面的实验工作。对于允许跃迁的各种理论公式,可在 Bleaney (1951b) 的论述中找到,而图 4 是一种典型的情形。



图 4 在钴铋硝酸盐中,二价钴离子 ($s = \frac{1}{2}$, $I = \frac{7}{2}$) 的超精细结构图,不等的间隔是由于二级移位效应引起的,这种效应在中等场时是相当大的。(参看 R. S. Trenam)

§ 4. 线 宽

4.1 一 般 讨 论

在微波波谱学中,一般说来,谱的分辨力是不受仪器的限制,而受谱线自身的宽度限制. 在顺磁共振中,线宽有两个主要的来源:顺磁离子和晶格之间的相互作用和各个离子之间的相互作用. 这些相互作用通常处理为一定的弛豫效应,它们用两个弛豫时间——自旋-晶格弛豫时间 τ 和自旋-自旋弛豫时间来表征. 在数量约为弛豫时间倒数的频率下, Gorter (1947) 和其他人所做的有关弛豫效应的大量研究已经在 A. H. Cooke (1950) 的报告中发表了. 在这样一些频率下,不能产生可分辨开的谱线,因为弛豫过程引起的半宽度(在半强度处算起)约为 $1/2\pi\tau$ 秒⁻¹. 在顺磁共振的工作中,要求分辨开谱线,所以必须用较高的频率. 于是,产生了两个问题. 一个首要的问题是为提高分辨力而减小线宽,第二个问题是为了得到与线宽有关的相互作用的知识,而去研究线宽本身. 这些相互作用将要在后面的章节中作简要的讨论. 我们将看到,自旋-晶格相互作用能够用一个弛豫时间来表征;而另一方面,自旋-自旋相互作用是更为复杂的,用一个弛豫时间来表征是不完善的.

4.2 自旋-晶格相互作用

自旋-晶格弛豫时间(更精确地说,它的倒数)是自旋反向并与晶格交换能量子的速率的度量. 这个理论主要根据 Van Vleck (1940)的工作,并已在非共振吸收的讨论中建立起来. 关于共振吸收方面,这种观念并未详细的应用,这可能是由于 Van Vleck 理论不是十分令人满意的缘故. 同时,在共振吸收中,又经常用在低温下工作的方法来试图减弱自旋-晶格弛豫效应. 我们所考虑的机构是这样的,在这里晶格热振动产生一个起伏的晶体电场. 在磁性主要来源于自旋的离子中,电场并不能直接作用在其上,在使自旋