

旋状来冷却束流,遗憾的是这些尝试都未能取得预期效果。看来,要利用沟道辐射来冷却束流,还有不少困难。我们暂不管这些方法能否使束流冷却,有一点却可以肯定,通过对弯曲晶体沟道效应的研究,将进一步揭示晶体内部的超精细结构,目前这类工作也颇引人注目。

3. 固体物理中的应用

带电粒子的沟道辐射特征与晶体结构和入射粒子有关,因此可望通过对这种辐射的认识来研究粒子在晶体中的运动行为、晶格缺陷、辐射损伤和退道过程等。

文献[8]分析了影响谱线宽度和谱线形状的基本因素。主要因素有束流品质(包括束流能散和束流发射度)、晶体缺陷、晶格振动和电子多重散射等。由于束流能散引起的谱线展宽约为1%;晶格振动和电子多重散射的影响约为3%。晶体缺陷的影响与晶体的完整性有关,对于比较完整的晶体,缺陷对线宽的影响可以略去不计。此外,与沟道垂直方向的晶格周期性,有限的晶体厚度等都将对谱线的宽度和形状产生影响;考虑到所有可能的因素,谱线展宽大约为5—10%。所以对于固体物理,了解谱线展宽、谱线形状和谱线位置等方面的情况可以得到有用的信息。例如,控制一定的实验条件,可根据谱线展宽、谱线形状和它的位置等来研究沟道粒子的运动行为以及晶体结构的某些重要特征。

参 考 文 献

- [1] M. A. Kumakhov, *Phys. Lett.*, 57A(1976), 17.
- [2] M. A. Kumakhov et al., *Phys. Lett.*, 59A(1976), 403.
- [3] M. A. Kumakhov, *Phys. Stat. Sol. (b)*, 84(1977), 41.
- [4] M. A. Kumakhov et al., *Phys. Stat. Sol. (b)*, 84(1977), 581.
- [5] V. V. Beloshitsky et al., *Phys. Lett.*, 69A(1978), 247.
- [6] V. V. Beloshitsky, *Phys. Lett.*, 64A(1977), 95.
- [7] M. A. Кумахов, *ЖЭТФ*, 72(1977), 1489.
- [8] R. H. Panell et al., *J. App. Phys.*, 50(1979), 798.
- [9] S. Kheifets et al., *J. App. Phys.*, 50(1979), 5937.
- [10] A. M. Афанасьев и др., *ЖЭТФ*, 74(1978), 570.
- [11] B. A. Базылев и др., *ЖЭТФ*, 78(1980), 62.
- [12] K. Komaki et al., *Phys. Lett.*, 82A(1981), 51.
- [13] R. L. Swent et al., *Phys. Rev. Lett.*, 43(1979), 1723.
- [14] M. J. Alguard et al., *Phys. Rev. Lett.*, 42(1979), 1148.
- [15] A. O. Аганьянц и др., *Письма в ЖЭТФ*, 29(1979), 554.
- [16] И. И. Мирошниченко и др., *Письма в ЖЭТФ*, 29(1979), 786.
- [17] J. U. Andersen et al., *Phys. Rev. Lett.*, 44(1980), 1079.
- [18] B. L. Berman et al., *Phys. Lett.*, 82A(1981), 459.
- [19] Yu. N. Adishchev et al., *Phys. Lett.*, 83A(1981), 337.
- [20] R. Wedell, *Radiation Effects*, 52(1980), 95.
- [21] D. V. Morgan, *Channeling Theory, Observation and Applications*, John Wiley and Sons, London, New York, Sydney, Toronto, A Wiley-Interscience Publication, (1973), 37.
- [22] L. D. Landau et al., *The Classical Theory of Field*, Pergamon Press, Oxford, New York, Toronto, Sydney, Braunschweig, (1975), 170.

核磁共振中原子核系统的激发与识别

王 东 生 (华东师范大学物理系)

磁矩不为零的原子核在恒定磁场中可与射频电磁场发生共振——核磁共振。对磁共振原子核的识别,即核磁共振谱的测量,可确定磁共振核的种类,所处的物理化学环境,化学位移参数 δ ,自旋-自旋耦合参数 J 等等。它已广泛应

用于物理、化学、生物、医学诸领域。本文从系统识别观点去说明核磁共振实验方法测量谱的等价性,不论广泛应用的连续波核磁共振方法,脉冲傅里叶变换方法,还是正在探索着的随机噪声激发方法与快扫频激发相关波谱方法,都

在于获得原子核磁矩系统(以下简称核系统)的频率响应函数. 本文还对给定谱分布的合成时域信号激发核系统的方法作了说明, 与脉冲傅里叶变换方法作了比较, 并探讨了该方法在核系统识别中的发展前途.

一、磁共振原子核的识别方法与它的等价性

磁共振原子核的识别主要归结为核磁共振谱测量问题. 自1945年布洛赫(Bloch)等人发现核磁共振现象以来^[1], 人们在核磁共振谱测量方法上, 不断探索, 使之得到发展和应用. 对于现在广泛应用的连续波方法, 脉冲傅里叶变换方法, 与正在探索的随机激发方法, 快扫频激发相关波谱方法, 多是从原子核能级跃迁、磁化矢量运动、弛豫等理论去作单独解释的. 如果把核系统近似看成一个线性系统, 就可以认识这些方法的等价性, 它们都是要测量核系统的频率响应特性.

连续波激发与脉冲激发下的磁共振核识别方法.

图1中恒定磁场(NS极之间)的原子核系统, 受到激发源发出的等幅、连续的射频信号 $X(f)$ 作用, 在接收机可得到核系统的输出信号 $Y(f)$, 即核磁共振谱. 设核系统的脉冲响应函数为 $R(t)$, 其频率响应函数为 $R(f)$, $R(t)$ 与 $R(f)$ 互为傅里叶变换对, 则它们有下列关系:

$$Y(f) = X(f) \cdot R(f). \quad (1)$$

激发源扫过 $R(f)$ 的整个频率范围, 且 $X(f)$ 在这个范围中保持强度不变, 测量的 $Y(f)$ 与 $R(f)$

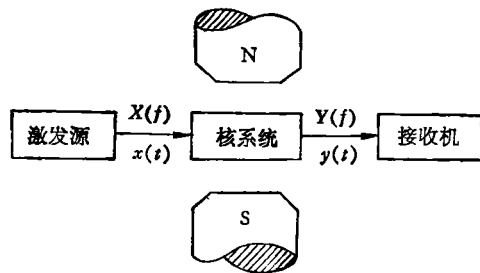


图1 核系统激发识别原理

差一个常数, 这是连续波方法.

如果把连续波方法中激发源连续扫过的等幅频域信号 $X(f)$, 合成时域信号 $x(t)$ 去激发核系统, 相当于多个频率同时激发核. 设 $X(f)$ 的频率范围为 $-f_0$ 到 f_0 , 且幅度为常数 D , 则此激发信号为

$$\begin{aligned} x(t) &= \int_{-f_0}^{f_0} X(f) e^{j2\pi ft} df = 2 \int_0^{f_0} D \cos 2\pi f t df \\ &= 2Df_0 \frac{\sin 2\pi f_0 t}{2\pi f_0 t}. \end{aligned} \quad (2)$$

上式当 f_0 很大时, $x(t)$ 是个窄脉冲. 极端情况, 即当 $f_0 \rightarrow \infty$ 时, $x(t) \rightarrow D \cdot \delta(t)$. 由此可见脉冲射频频信号是可以满足 $x(t)$ 激发信号要求的. 时域函数 $x(t)$ 对核系统的激发, 输出信号 $y(t)$ 是 $R(t)$ 与 $x(t)$ 的卷积, 即

$$y(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau) R(t - \tau) d\tau. \quad (3)$$

输出 $y(t)$ 经傅里叶变换为

$$Y(f) = X(f)R(f) = DR(f).$$

上式得到的结果与(1)式相同, 这就是脉冲傅里叶变换方法的原理, 它与连续波方法完全等价^[2]. 一个是从时域去激发识别核系统; 另一个是从频域激发识别核系统. 而前者相当于同时多通道的连续波激发识别方法, 提高了测量谱的灵敏度与效率.

还要指出, 更一般意义的核系统识别应该用(1)式, 即当 $X(f)$ 不是常数时, 则

$$R(f) = \frac{Y(f)}{X(f)}. \quad (4)$$

用上式测量的谱, 在激发信号幅度与相位有起伏变化的情况下, 可以测准其大小, 并把核系统响应的相位与激发信号的相位区分开.

快扫频激发相关波谱方法是用图2所示原理测量谱的. 激发信号 $X(f) = e^{j\omega t/2}$ 对参考

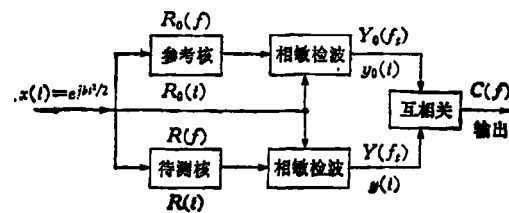


图2 快扫频相关波谱方法谱测量原理

与待测核都作激发，以相同的强度扫过这两个核系统的谱范围，经相敏检波器后输出分别为^[3]

$$Y_0(f_i) = \int_{-\infty}^{\infty} R_0(\tau) e^{-i2\pi f_i \tau + j b \tau^2 / 2} d\tau,$$

$$Y(f_i) = \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) e^{-i2\pi f_i \tau + j b \tau^2 / 2} d\tau,$$

这里 b 为扫描率，是常数。 $Y_0(f_i)$ 与 $Y(f_i)$ 为频域复函数，其互相关函数为

$$\begin{aligned} C(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} Y_0^*(f_i) Y(f_i + f) df_i \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} R_0^*(\tau) e^{i2\pi f_i \tau - j b \tau^2 / 2} \\ &\quad \cdot R(\tau) e^{-i2\pi(f_i + f)\tau + j b \tau^2 / 2} d\tau dp df_i \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} R_0^*(\tau) \cdot R(\tau) \cdot e^{-i2\pi f \tau} d\tau, \end{aligned}$$

上式中 τ, p 是时域变量。 $C(f)$ 是 $R_0^*(\tau)$ 与 $R(\tau)$ 乘积的傅里叶变换。若选择参考核系统的频率响应函数 $R_0(f)$ 只有尖锐的单峰，则 $R_0^*(\tau)$ 在时域 $R(\tau)$ 非零范围内可近似看作常数 D ，于是有

$$C(f) = D \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau) e^{-i2\pi f \tau} d\tau = D \cdot R(f). \quad (5)$$

通过参考核与待测核输出互相关处理，测得的谱 $C(f)$ 与 $R(f)$ 相差一个常数 D ，这就是快扫描激发相关波谱法的原理。

R. R. Ernst^[4] 和 R. Kaiser^[5] 等人实验成功一种很有前途的谱测量方法，即随机噪声激发核磁共振方法。该方法是用自功率谱 $A(f)$ 为常数的白噪声信号 $s(t)$ 去激发核，计算核系统输出信号 $y(t)$ 与 $s(t)$ 的互功率谱，从而得到核磁共振谱的，其原理如图 3 所示。若一次激发时间为 $2T$ ，输入的激发信号自功率谱 $A(f) = \frac{1}{2T} S^*(f) \cdot S(f)$ ，核系统对功率谱 $A(f)$ 激发的频率响应为

$$\begin{aligned} A(f) \cdot R(f) &= \frac{1}{2T} S^*(f) \cdot S(f) \cdot R(f) \\ &= \frac{1}{2T} S^*(f) \cdot Y(f) \\ &= C(f), \end{aligned} \quad (6)$$

$C(f)$ 即是 $s(t)$ 与 $y(t)$ 的互功率谱，因此有

物理

$$R(f) = \frac{C(f)}{A(f)}. \quad (7)$$

白噪声的 $A(f)$ 为一常数 D ，计算得到的 $C(f)$ 与 $R(f)$ 只差一个常数。在更一般的情况下， $A(f)$ 不是常数，用(7)式计算可准确地得到谱。

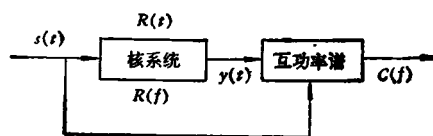


图 3 随机噪声激发方法谱测量原理

上述四种激发与测量谱的方法，虽然它们的灵敏度、效率、技术实现的难度、数字信号处理方法各不相同，但它们对核磁共振谱的测量都是测量核系统的频率响应函数 $R(f)$ ，最多也只不过与 $R(f)$ 差一个常数，这对测量结果没有什么影响。在上述四种方法中用的激发信号的谱分布范围都覆盖整个待测核的 $R(f)$ 范围，并在这个范围内激发信号的谱分布近似为常数，因此这些方法作核磁共振测量是等价的。认识这一等价性，可以帮助我们寻找新的激发源，改进与提出新的测量方法。

二、合成信号激发核系统

识别方法原理^[6]

人为设计一个激发信号，使它的谱在某些频率上强，某些频率上弱甚至为零，用它去激发核系统，可以使某些频率上核系统的频率响应强一些，某些频率上核系统的频率响应弱一些甚至为零。这种激发方法就是频率合成信号激发方法，可以用来识别核系统的一些非线性性质，抑制大溶剂峰，同核自旋去耦等等。这是很

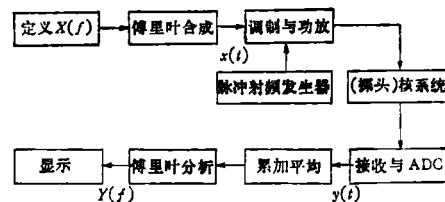


图 4 合成信号激发方法谱测量原理

有发展前途的方法。

1. 原理

原理如图 4 所示。先根据实验的需要，定义激发信号的谱分布。例如，对于抑制溶剂峰的激发需要定义图 5(a) 的频谱分布 $X(f)$ ，在一个常数谱分布上挖去一块成凹形，此频率位置即为溶剂峰对应的位置，激发信号的谱为零。对它作傅里叶反变换得到相应的合成时域信号 $x(t)$ 如图 5(b) 所示。在图 4 中，脉冲射频发生器的输出被 $x(t)$ 调制后，经功率放大去激发核系统。接收机把接收到的核响应信号，经模数转换器 (ADC) 转换成数字信号，送计算机作累加平均、傅里叶分析，最后显示出谱图。

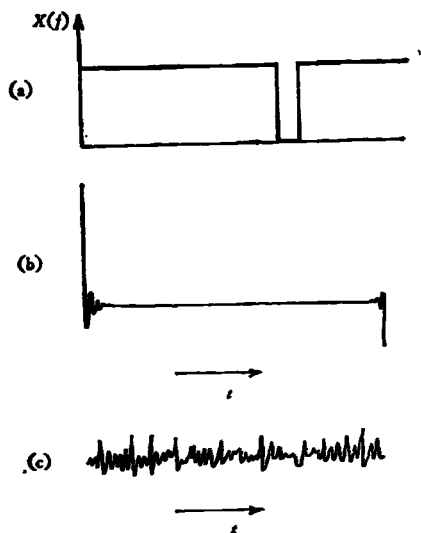


图 5 合成激发信号的设计

2. 激发信号的形成

激发信号是由确定谱分布的音频时域信号调制到射频信号上形成的，而音频时域信号是由给定频谱作傅里叶反变换而得。

(1) 确定频谱分布信号的合成

设对某核系统激发所需的频谱为 $X(f)$ ，则傅里叶反变换得到的合成时域函数 $x(t)$ 一般都是复函数。实现复函数的激发技术比较复杂，因此利用实偶函数的傅里叶反变换仍是实偶函数的性质^[7]。定义激发信号频谱为实偶函数就可以得到合成的时域实偶函数，利用它去激发

核减少了技术上的困难。

确定需要的频谱分布为 $X(f) = X(n \cdot \Delta f)$ ， $n = 0, 1, 2, \dots, N$ ，且 $N \cdot \Delta f$ 大于或等于核系统频率响应的谱宽度， Δf 要满足分辨率的要求。把 $X(n \cdot \Delta f)$ 写为偶函数，即 $X(n \cdot \Delta f) = X(-n \cdot \Delta f)$ 。由离散傅里叶变换的周期性可知， $X(n \cdot \Delta f)$ 是以 $2N \cdot \Delta f$ 为周期的频域函数。有 $X[(2N - n) \cdot \Delta f] = X(n \cdot \Delta f)$ ，它的合成时域信号为

$$x(K \cdot \Delta t) = x(K) = \frac{1}{2N} \sum_{n=0}^{2N-1} X(n) \cdot e^{i2\pi nK/2N}$$

式中 $X(n)$ 为 $X(n \cdot \Delta f)$ 的简写， $x(K)$ 为 $x(K \cdot \Delta t)$ 的简写。上式的计算是在计算机上通过 IFFT (快速傅里叶反变换) 程序实现的。得到的实偶离散函数 $x(K)$ ，再经数字模拟转换得到合成时域电压信号如图 5(b) 所示。

(2) 确定自功率谱分布的随机信号合成

用图 6 的方式可以合成一时域随机信号 [如图 5(c)]，使它具有确定的自功率谱分布 [如图 5(a)]。图中用伪随机信号发生器的输出对确定频域函数 $X(n \cdot \Delta f)$ 进行相位调制，即对应频率上的相位都加一相应伪随机码的相角，再构成实偶函数去作傅里叶反变换，合成随机时域信号 $s(t)$ 。从图 5(c) 可见，它的动态范围较图 5(b) 小，在数字合成处理时精度高，激发核系统测得的谱更符合要求的。

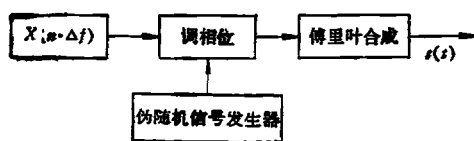


图 6 随机信号合成原理

(3) 合成时域信号对射频载频信号的调制

有了上述的音频合成信号，还要调制到射频频率 f_c 上，才能形成激发核系统的信号。射频信号以脉冲射频场形式出现，如图 7(a) 所示，其载频频率为 f_c 。等宽等幅的脉冲周期不小于脉宽的十倍，重复频率 $2f_m$ ， f_m 为合成时域信号的最高频率。图 7(a) 的频谱分布示于图 7

(a'), 在频率 f_c 处有谱峰。当用综合的时域信号 [图 7(b)] 去调制脉冲射频信号的幅度即得图 7(c) 的信号, 调幅射频脉冲的谱示于图 7(c'), 它是图 7(a') 谱和图 7(b') 谱的卷积。用图 7(c) 的调幅射频脉冲去激发核系统, 在溶剂峰处虽然核能共振, 但无激发功率, 因而不需要的强溶剂峰去掉了。

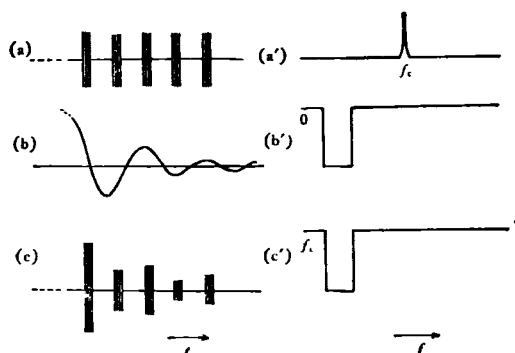


图 7 激发信号的调制与谱分布

还可以合成时域信号调制射频脉冲宽度, 如图 8(b) 所示, 得到与上面调幅度 [图 8(a)] 相同的效果。其接收机开启时间与模数转换器的采样时间分别由图 8(c), 8(d) 正脉冲控制。激发脉冲出现期间接收机不工作, 防止射频泄漏到接收机。B. L. Tomlinson 和 H. D. W. Hill 的实验证明^[6], 上述的激发可使无用的强溶剂峰减小 150 倍。

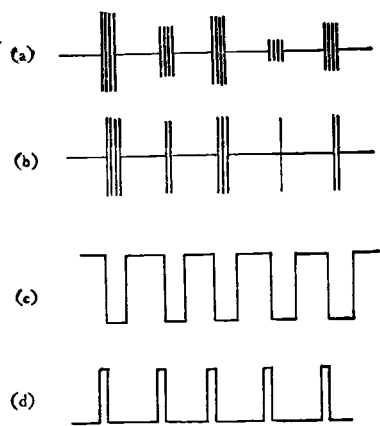


图 8 合成激发信号与接收机工作时间关系

三、频率合成信号激发识别核的特点

该技术是在前述其它激发技术的基础上产生的, 虽然 1973 年才开始研究, 但比目前普遍使用的方法有很多优点, 显示了该技术的潜在力。

1. 该技术的优点

(1) 大溶剂峰使脉冲傅里叶变换方法的自由核感应信号动态范围加大, 致使弱谱线无法观察, 而该技术可方便地去掉无用的溶剂峰。

(2) 该技术已实现了同核去耦。这只要使设计的激发信号, 在要去耦频率位置上的激发功率增强, 而在其余地方激发功率保持定值不变如图 9(a) 所示。用这种谱合成的信号去激发核, 就可以获得同核去耦的谱了。还可以把激发信号的谱设计成图 9(b) 所示的情况, 使几处强功率同时都去耦, 这是连续波与脉冲傅里叶变换法难以实现的。

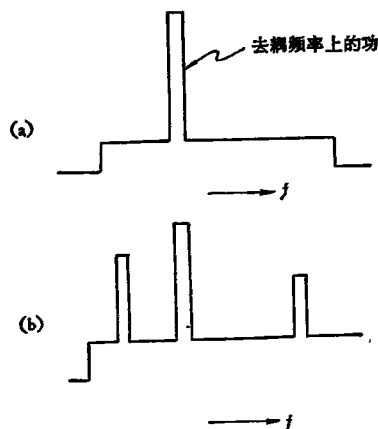


图 9 去耦的激发信号谱图

(3) 该技术测量谱具有脉冲傅里叶变换法相同的灵敏度, 却用弱信号激发, 完全可以利用现有的连续波谱仪实现。

(4) 可以利用随机激发减小激发信号动态范围, 以提高合成激发信号精度。

(5) 随着计算技术的发展, 该方法可以灵活地改变激发信号谱分布, 使用方便, 甚至可以用光笔在荧光屏上把平坦的谱按需要修改, 用

快速傅里叶反变换程序立即得到合成的时域音频信号。

(6) 该技术可根据抑制溶剂峰和几处频率位置上去耦的要求设计频谱, 使这些要求在合成激发中同时实现。

2. 该技术不足之处

(1) 计算机的容量比脉冲傅里叶变换要求要大, 不但要存储核响应信号的数据, 还要存放合成的时域音频信号数据, 计算机的计算量也略增大。

(2) 对于弛豫时间的测量象用连续波方法测量一样困难, 而脉冲傅里叶变换方法测量自旋-自旋弛豫时间 T_2 , 自旋-晶格弛豫时间 T_1 , 自旋锁定弛豫时间 $T_{1\rho}$ 等却很方便, 也较精确。

(3) 由于合成激发信号的精度决定于计算机作傅里叶反变换的精度和对射频脉冲调制的精度。计算机的有限字长与调制时的失真, 会在测量的谱上出现被抑制溶剂峰的残余谱线等, 采用较为复杂的随机激发技术, 才能获得更为满意的谱。

四、频率合成信号激发识别核的探讨

虽然至今对合成信号激发识别核的技术研究不多, 但已显示了它的优越性。从该方法的原理、特点及初步应用来看, 下列的一些应用是可以开发与探讨的。

1. 大动态范围的谱识别。在核系统的频率响应函数动态范围很大时, 脉冲傅里叶变换方法无法使强弱峰用较高的灵敏度同时测出。而用该方法可设计一激发信号的谱分布, 如图 10(a) 所示。在核的强与弱共振谱位置上, 激发信号分别按不同比例因子减弱与增强, 使核的输出响应信号动态范围减小。再按相应的比例因子去恢复待测谱的强度, 使强弱谱线以较高的灵敏度同时得到。

2. 防止谱折叠。脉冲傅里叶变换方法是用前置滤波器滤去不用的成分来防止谱折叠的。在滤波器截断频率处相位出现反常现象, 幅度截断残余也很大, 效果不好。如采用图 10(b)

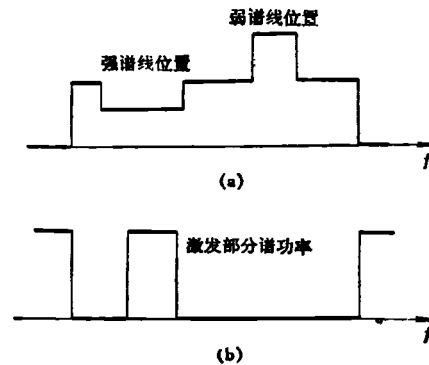


图 10 激发信号的谱分布

所示的谱去合成激发信号, 只对需要的一部分核磁共振谱进行激发, 而可能折叠的谱没有被激发, 也不产生折叠了。该方法如配合前置滤波器, 则会得到更好的效果。

3. 可以设计激发信号, 在某一频率上调节激发信号的强度, 实现选择自旋去耦、自旋轻搔 (spin tickling)、奥佛好塞 (Overhauser) 效应等双共振。

4. 可探索实现同核多重共振。多原子核间耦合可产生跃迁的能级较多, 共振谱也较复杂。要识别谱线与能级间的关系, 常求助于双共振, 若能实现多重共振, 会给识别提供更多的信息。

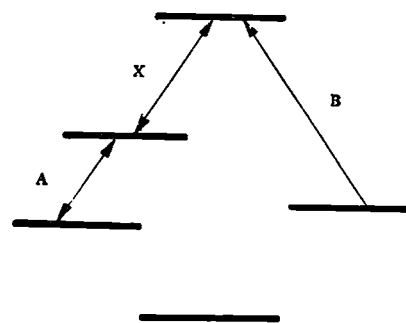


图 11 多能级的跃迁

如能改变激发信号在图 11 所示的能级中 X 谱线频率位置上的功率, 使 X 跃迁谱线强度改变, 可以影响 A 和 B 跃迁的谱线强度。还可以改变几个频率上的激发信号功率, 同时观察多重共振。

五、结 束 语

核磁共振测量谱的各种方法具有等价性,都是识别磁共振原子核系统的频率响应函数。用设计的频率合成信号去激发来识别核系统,能实现其他方法难以实现的功能,并具有灵活性强、使用方便等特点,特别适用于磁共振理论和实验的研究。这是很有发展前途的磁共振核识别方法,应进一步对它进行研究和推广。

参 考 文 献

- [1] F. Bloch, W. W. Hansen and M. Packard, *Phys. Rev.*, **70**(1946), 474.
- [2] D. Shaw, *Fourier Transform N. M. R. Spectroscopy*, Amsterdam Elsevier, (1976), 85.
- [3] R. K. Gupta, J. A. Farretti and E. D. Becker, *J. Magn. Resonance*, **13**(1975), 275.
- [4] R. R. Ernst, *J. Magn. Resonance*, **3**(1970), 10.
- [5] R. Kaiser, *J. Magn. Resonance*, **3**(1970), 28.
- [6] B. L. Tomlinson and H. D. W. Hill, *J. Chem. Phys.*, **59**(1973), 1775.
- [7] E. O. Brigham, *The Fast Fourier Transform*, Englewood Cliffs, New Jersey Prentice-Hall, (1974), 40.

国际单位制 (SI) 在磁学中的应用

郭 兰 (中国计量科学研究院)

在进行磁测量时,正确选取合适的单位是很重要的。当前使用SI单位制是大势所趋。但由于对磁现象的解释历来就有两种观点,磁感应 B 和磁场强度 H 在不同观点中被赋予不同的物理意义。因此,在使用磁学量的单位时经常发生混淆,如磁化强度 M 和磁极化强度 J 的单位选取常出现混乱,故在使用SI单位制时必须首先对磁感应 B 和磁场强度 H 的物理概念正确理解。

一、磁感应 B 和磁场强度 H

早期人们对静电学和电磁学之间的关系理解得还不清楚,因此在解释一些磁的现象时,沿袭了静电学的途径,即认为物质是由正、负磁荷组成,磁场来源于磁荷。后来在奥斯特和安培发现电流的磁效应后,又由于用磁荷观点解释某些实验事实时存在困难(如关于反磁性),人们开始认为物质的磁性起源于电流,而磁场是由电流激发。这样,在磁学理论中就产生了下面两种观点:

1. 磁荷观点

按磁荷观点来认识物质磁性时,由于观测到的总是正、负磁荷成对存在,因此人们就认为物质是由磁偶极子组成。每个磁偶极子的特性用磁偶极矩 p_m 来表征:

$$p_m = q_m l, \quad (1)$$

式中 q_m 为磁荷, l 为正、负磁荷之间的距离, l 的方向规定为自负荷指向正荷。按照这一观点,物质的磁化就是由于在磁场内的物质中每个磁偶极子受到磁场的力矩作用,而使它们的磁矩在一定程度上趋向一致造成的结果。

两磁荷之间存在着作用力,遵照静电库仑定律给出两个点磁荷 q_{m1} 和 q_{m2} 相互作用力的磁的库仑定律:

$$F = \frac{1}{4\pi\mu_0} \frac{q_{m1}q_{m2}}{r^2} r, \quad (2)$$

r 为两磁荷间距, r 为一磁荷指向另一磁荷的单位矢量。由于磁荷间的相互作用力归结为一磁荷受到另一磁荷的磁场作用,于是在磁荷观点中定义 H 为表征磁场强弱的物理量,称作磁场强度矢量。