

带电粒子的沟道辐射

罗诗裕 (中国科学院近代物理研究所)

一、引言

由于晶体结构的周期性,当粒子束平行(或近乎平行)于晶体的某个晶轴或晶面入射时,它的射程将明显增加,这一现象就是我们今天熟知的沟道效应.这一效应在固体物理、原子核物理等方面得到了广泛应用,并发展成为一门活跃的边缘学科.近年来,在沟道效应和阻塞效应的基础上,又发现了一个新的效应——带电粒子的沟道辐射.

由电动力学可知,任何一个作加速运动的带电粒子,都将自发地向周围空间辐射电磁波.1976年,库马霍夫(Kumakhov)首次从理论上预言^[1-4],在晶体沟道中运动的带电粒子,因其加速度不为零,也要辐射电磁波,其中一部分是因粒子减速造成的韧致辐射,同时这个粒子还将因为在沟道中作周期运动而发射 γ 射线,这就是沟道辐射,或称库马霍夫辐射.近年来,理论和实验进一步预言和证实了相对论沟道粒子的确可以发射这种电磁波^[5-19].已经证明,带电粒子的沟道辐射是粒子在沟道中的横向运动引起的;辐射能量已进入 γ 能区.现在人们在考虑利用带电粒子的沟道辐射作新的光源(γ 激光).同时,通过对这种辐射的研究,希望能进一步认识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.此外,也希望能通过带电粒子的沟道辐射来冷却束流.所以沟道辐射的发现对应用物理和理论物理都是十分重要的.

近年来,很多实验都观察到了带电粒子的沟道辐射^[13-19],但是由于目前重离子加速器的能量都比较低,因而重离子的沟道辐射一般比

较弱,常常被韧致辐射湮没.目前研究得最多的还只是电子和正电子.

通常可以认为,电子在轴沟道中的运动是以晶轴为中心的螺旋运动.考虑到晶格场的各向异性,电子除了绕晶轴螺旋运动外,还将绕晶轴进动,其轨道形状与玫瑰花瓣相似,当电子作这种运动时除沟道辐射和韧致辐射外,还产生同步辐射,文献[20]将库马霍夫辐射同这些辐射作了详细比较.

在处理沟道辐射时,常用经典方法^[7]和量子力学方法^[8].在超相对论(ultrarelativity,即粒子速度 v 近似等于光速 c)情况下,粒子的横向速度比纵向速度小得多,因此粒子的横向运动可以用经典方法处理.常用的粒子-晶体相互作用势有Lindhard势和Moliere势^[21].由于作用势很复杂,粒子的运动方程是非线性的,要严格求解相当困难,本文从Lindhard展开势出发,略去五阶以上的项,在经典力学的框架内,对带电粒子的面沟道辐射作一描述,介绍这种辐射的一般特征,并对这种辐射的某些可能应用进行讨论.对粒子的纵向运动,限于篇幅就不讨论.

二、面沟道粒子的运动方程

设坐标原点位于沟道中心,过原点作一平面与晶面平行,这个平面称为沟道的中心平面.引入直角坐标系 i, j 和 k ,相应的坐标分量为 x, y, z ,其中 i 与中心平面(或与所考查的沟道平面)垂直, j 和 k 位于中心平面内,且设 k 与粒子的纵向运动方向一致.严格说来,沟道粒子的运动是一个三维问题,考虑到晶体的平移对称性,在运动方程中坐标 y 将不出现.如果

粒子在 i 方向的能量(横向能量)不是太大(即不考虑晶格热振动和电子多重散射的影响,对于薄单晶,这一近似是相当好的),则粒子的纵向运动是恒定的,粒子的运动行为完全由横向运动决定,三维问题变成了一维问题。

在两个晶面之间,粒子的运动轨迹如图 1 所示。

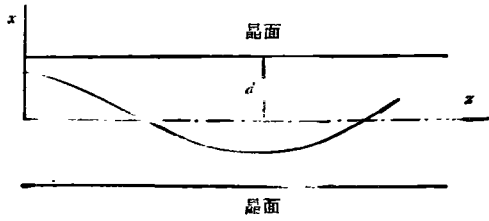


图 1 带电粒子在面沟道中的运动轨迹

考虑到运动的相对论效应,粒子的横向运动方程可近似地表示为

$$m\gamma \frac{d^2x}{dt^2} = - \frac{\partial V(x)}{\partial x}, \quad (1)$$

其中

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad \beta = \frac{v}{c}, \quad (2)$$

v 是粒子纵向速度, m 是它的静止质量, c 是光速, $V(x)$ 是粒子-晶体相互作用势,通常可将这个势表示为

$$V(x) = \sum_i V_i(x), \quad (3)$$

其中 $V_i(x)$ 是第 i 个晶面对作用势的贡献。考虑到势的屏蔽作用,只有最近邻的两个晶面对作用势的贡献最大,于是(3)式可简化为

$$V(x) = V_1(d+x) + V_2(d-x), \quad (4)$$

其中 $2d$ 是晶面间距,而 V_1 和 V_2 可用 Lindhard 平均连续势表示为

$$V_1(d+x) = A\{[(d+x)^2 + C^2a^2]^{\frac{1}{2}} - (d+x)\}, \quad (5)$$

和

$$V_2(d-x) = A\{[(d-x)^2 + C^2a^2]^{\frac{1}{2}} - (d-x)\}, \quad (6)$$

其中

$$A = 4\pi z_1 z_2 e^2 N d, \quad (7)$$

z_1, z_2 分别是入射粒子和靶原子的原子序数, e

是电子电荷, a 是托马斯-费米屏蔽距离, C 是常数,且近似地有 $C = \sqrt{3}$, N 是靶原子的密度。令

$$x = dX, \quad (8)$$

并将(5),(6)和(8)式代入(4)式,可得

$$V(X) = KW(X), \quad (9)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} W(X) &= [(1+X)^2 + D]^{\frac{1}{2}} \\ &\quad + [(1-X)^2 + D]^{\frac{1}{2}} - 2; \end{aligned} \right\} (10)$$

$$K = Ad; \quad D = C^2a^2/d^2.$$

再令

$$z = vt, \quad (11)$$

则可将方程(1)改写为

$$\frac{d^2x}{dz^2} = - \frac{1}{2E} \frac{\partial V(X)}{\partial x}, \quad (12)$$

其中

$$E = \frac{1}{2} m\gamma v^2. \quad (13)$$

将(8),(9)式代入(12)式,并令

$$z = ds, \quad (14)$$

则(12)式可进一步化为

$$\frac{d^2X}{ds^2} = - \frac{\sigma^2}{2} W'(X), \quad (15)$$

其中 $W'(X) = \frac{\partial W(X)}{\partial X}$, 而

$$\sigma = \left(\frac{K}{E}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad W(X) = \frac{V(X)}{K}. \quad (16)$$

由(10)式可以看出,(15)式是一个二阶非线性微分方程,即使是这样一个单自由度问题,求解也是相当复杂的。为此,我们将归一化的相互作用势 $W(X)$ 在原点附近展开,并取到四次项。由(10)式可以看出,作用势 $W(X)$ 具有偶对称性,展开式中不会出现 X 的奇次项,展开式可以具体地表示为

$$W(X) = a_0 + a_1X^2 + a_2X^4, \quad (17)$$

其中

$$a_0 = 2[(1+D)^{1/2} - 1], \quad a_1 = \frac{D}{(1+D)^{3/2}},$$

$$a_2 = \frac{D(4-D)}{4(1+D)^{7/2}}. \quad (18)$$

如果只保留(17)式中的前两项,则粒子-晶体相

相互作用势就是抛物线势。文献[7]在抛物线近似下,对带电粒子的沟道辐射进行了处理,给出了沟道辐射的很多重要结果;考虑到对沟道辐射贡献大的是一些振幅比较大的粒子,抛物线近似有些过于简化。如果采用(17)式给出的相互作用势,结果会好些。为此,将(17)式代入(15)式,可得无量纲的粒子横向运动方程:

$$\frac{d^2X}{ds^2} + aX + bX^3 = 0, \quad (19)$$

其中

$$a = a_1\sigma^2, \quad b = 2a_2\sigma^2. \quad (20)$$

因为(19)式中的 $a > 0, b > 0$, (19)式描写的是一个具有硬特性的质量-弹簧系统,它的解和振荡频率可用雅科毕 (Jacobi) 椭圆函数和第一类全椭圆积分给出。这里我们用平均法求出它的近似解和振荡频率。当初始条件为 $X(s)|_{s=0} = X_0, X'(s)|_{s=0} = 0$ 时, (19)式的解可表示为

$$X = X_0 \sin \omega s, \quad (21)$$

其中 X_0 是粒子的初位移,而

$$\omega = \omega_0 \left(1 + \frac{3bX_0^2}{8a} \right), \quad (22)$$

$$\omega_0^2 = a. \quad (23)$$

下面我们就以正电子为例来讨论带电粒子沟道辐射的平均强度和辐射谱特征。

三、平均辐射强度

对于超相对论情况,文献[22]指出,可将瞬时辐射强度 $I_{in}(t)$ 表示为

$$I_{in}(t) = \frac{2e^2c\gamma^4}{3R^2}, \quad (24)$$

其中 R 是粒子轨道的瞬时曲率半径,且可近似地写为

$$R = \frac{v^2}{\dot{v}_\perp} \approx \frac{c^2}{\dot{v}_\perp}. \quad (25)$$

\dot{v}_\perp 是粒子横向运动的加速度,由(21)式可将它表示为

$$\begin{aligned} \dot{v}_\perp &= \frac{dv_\perp}{dt} = \frac{d^2X}{dt^2} \\ &= -X_0\omega^2 \left(\frac{v}{d} \right)^2 \sin \omega s. \end{aligned} \quad (26)$$

将(26)式代入(25)式,可得

$$\langle R^2 \rangle = \frac{2c^4}{X_0^2\omega^4}, \quad (27)$$

其中符号 $\langle \rangle$ 表示平均值,而

$$\bar{\omega} = \frac{v}{d} \omega. \quad (28)$$

将(27)式代入(24)式,可得正电子的平均辐射强度:

$$\langle I \rangle = \frac{2e^2c\gamma^4}{3\langle R^2 \rangle} = X_0^2e^2\bar{\omega}^4\gamma^4/3c^3. \quad (29)$$

带电粒子的沟道辐射同一个速度不为零的运动振子的电磁辐射一样,假设在运动坐标系中,振子的频率为 $\bar{\omega}$; 由于多普勒效应,在静止坐标系中最大振动频率 ω_m 为

$$\omega_m = (H\beta)\bar{\omega}\gamma^2. \quad (30)$$

对(22)和(28)式的近似估计表明,尽管粒子的振荡频率 ω 只有 10^{14} — 10^{15} Hz, 上式却给出沟道辐射的最大频率 ω_m 为 10^{21} — 10^{22} Hz. 目前还没有一台同步辐射加速器可以工作在如此短的波长范围内。此外,这种辐射的单色性也相当好,可作为一种理想的 γ 光源。

晶体内部的电场强度高达 10^{11} — 10^{12} eV/cm, 所以粒子轨道的平均曲率半径 $\langle R \rangle$ 是很小的。由(29)式可以看出,带电粒子沟道辐射的平均强度很高,比现有的同步辐射加速器要高6—9量级,比如它的辐射强度就比目前最大的电子同步加速器(西德的 DESY) 高 10^6 倍^[1,7]。

由(29)式还可以看出,沟道粒子的平均辐射强度与相对论因子 γ 的四次方成正比; 根据(2)式,对于 $v \rightarrow c$ 的超相对论情况,带电粒子的平均辐射强度是很大的; 此外,(29)式表明平均辐射强度与粒子的初始振幅 X_0^2 成正比,这说明对平均辐射强度贡献大的是振幅比较大的那些沟道粒子。如前所述,这对抛物线近似是不利的,因为抛物线近似只适合于用来描写沟道中心附近的粒子运动行为。

四、辐射谱特征

在超相对论情况下, 粒子沟道辐射的角分布有一个明显的特征: 在粒子运动方向上, 辐射强度有一个尖锐的极大, 求得这一极大辐射强度所占据的角宽 $\Delta\theta$ 为^[9,21]

$$\Delta\theta \sim \gamma^{-1}. \quad (31)$$

要计算沟道辐射的谱分布, 需要知道角宽 $\Delta\theta$ 与粒子在晶格场中的偏转角 α 之间的关系. 这里 α 定义为粒子横向动量 $p_{\perp} = m\dot{X}_m$ 和纵向动量 $p_{\parallel} = mv \approx mc$ 之比, 即

$$\alpha = \dot{X}_m/c, \quad (32)$$

其中 X_m 是沟道粒子的最大振幅, 字母上方的圆点“·”表示对时间 t 的微商. 将(21)式代入(32)式, 可得

$$\xi = \frac{\alpha}{\Delta\theta} \approx X_0\omega/d. \quad (33)$$

上式表明, ξ 与粒子运动速度无关, 只与它的初始值和晶格场有关. 下面对两种极端情况进行讨论.

1. $\xi \gg 1$

当 $\xi \gg 1$ 时, 粒子在场中的偏转角 α 比 $\Delta\theta$ 大得多, 这时我们可以认为在某个方向的辐射主要是与这个方向平行的那部分轨道贡献的. 在超相对论情况下, 对向前辐射贡献最大的那部分轨道正好位于 $\dot{X} = 0$ 附近. 我们假设粒子在这部分轨道上所受场的作用是不变的, 则情况与同步辐射十分相似, 因此可直接引用同步辐射的所有结果由文献[22]可知, 辐射的主要部分集中在频率

$$\omega_1 \approx \left| \frac{\partial V(x)}{\partial x} \right|_{\max} (mc)^{-1} \gamma^2 \quad (34)$$

附近. 由(8)式, 可将上式化为

$$\omega_1 \approx X_0\omega^2\gamma^3/c. \quad (35)$$

2. $\xi \ll 1$

当 $\xi \ll 1$ 时, 粒子在沟道中的偏转角 α 比 $\Delta\theta$ 小得多, 几乎整个轨道上的辐射都集中在运动方向 $\Delta\theta$ 范围内, 即在 $\Delta\theta$ 内任何一点的辐射强度, 几乎整个轨道都有贡献, 这恰好对应于粒

物理

子振幅比较小的情况. 由文献[8]可知, 粒子的最大辐射频率为

$$\omega_2 = \frac{\omega\gamma^2}{2\pi}. \quad (36)$$

在偶极近似下, 可将这种辐射的频谱分布表示为^[4,7]

$$\frac{dI}{d\bar{\omega}} = \begin{cases} \frac{3\langle I \rangle \bar{\omega}}{\omega_m} \left[1 - 2\frac{\bar{\omega}}{\omega_m} + 2\left(\frac{\bar{\omega}}{\omega_m}\right)^2 \right] & \bar{\omega} \leq \omega_m, \\ 0 & \bar{\omega} > \omega_m, \end{cases} \quad (37)$$

其中 $\langle I \rangle$ 由(29)式给出. 图2给出了带电粒子沟道辐射的频谱分布(图中实线). 从图2可以看出, 在 $\bar{\omega} = \omega_m$ 附近, 沟道辐射的谱密度比韧致辐射大得多, 比如能量为 1 GeV 的正电子沿硅单晶 {110} 面运动时, 在 $\bar{\omega} = \omega_m$ 附近, 沟道辐射的谱密度要比韧致辐射大 40 倍以上. 此外, 在图2中还示意性的给出了同步辐射和跃迁辐射 (transition radiation) 的谱分布.

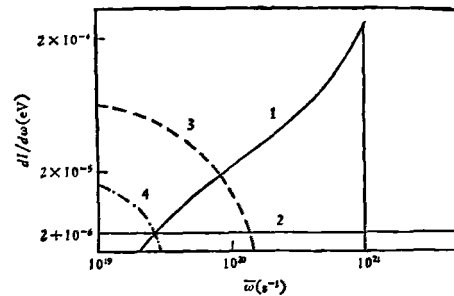


图2 库马霍夫辐射、韧致辐射、跃迁辐射和同步辐射的谱分布

1. 库马霍夫辐射; 2. 韧致辐射; 3. 跃迁辐射;
4. 同步辐射

五、沟道辐射的某些可能应用

自从 1976 年库马霍夫发现带电粒子的沟道辐射以来, 已有大量的理论和实验研究^[1-19], 同时对它的可能应用还作过认真的探索.

1. 研制 γ 光源

沟道辐射的第一个可能应用是试图用它作为新的 γ 光源. 利用沟道辐射作为 γ 光源有很多优点, 其一是频率可调, 只要适当调节入射粒子的能量, 或入射粒子的初始条件即可达到频

率调节的目的,其次是方向性很好,大部分辐射都集中在沿沟道方向角宽为 $\Delta\theta \sim \gamma^{-1}$ 的狭窄范围内; 其三是带电粒子的面沟道辐射是线偏振的; 此外,同现有的光源相比,沟道辐射的能量很高,例如对于能量为 10—100 MeV 的正电子沟道辐射,其能量可达 keV 量级,对于超相对论情况,辐射能量还将更高。

关于能否将沟道辐射同其它辐射分开的问题,文献 [20] 有详细的讨论。

如前所述,带电粒子同晶体相互作用时,会产生库马霍夫辐射、韧致辐射和同步辐射,此外还有跃迁辐射。跃迁辐射是指带电粒子进入或离开晶体时,由于介电常数的变化而产生的辐射,一般说来,当粒子穿过介电常数不同的两种物质的界面时,就会产生跃迁辐射。文献 [20] 将库马霍夫辐射、韧致辐射、同步辐射和跃迁辐射进行了比较。结果表明,由于库马霍夫辐射与韧致辐射的机制不同,二者容易分开,尤其是单位频率、单位立体角内的沟道辐射要比韧致辐射大几十倍,此外,由于跃迁辐射是粒子进入或离开晶体时产生的,二者也可以明显分开。事实上,在频谱分布中,它们只在库马霍夫辐射的低频部分有点混杂。至于同步辐射,由于强度弱,而且最大频率比库马霍夫辐射低几个量级,二者几乎没有混杂。图 2 示意性地比较了库马霍夫辐射、韧致辐射、同步辐射和跃迁辐射的频谱分布。从图 2 可以看出,高频区的库马霍夫辐射非常“干净”,这说明利用库马霍夫辐射作为一种新的 γ 光源是完全可能的。

2. 用于束流冷却

冷却束流在原子核物理、基本粒子物理和高能加速器中都有重要的应用。冷却束流有很好的束流品质。近十多年来,人们同时研究和发展的两种束流冷却技术: 电子束冷却和随机冷却。近年来,人们提出用沟道辐射来冷却束流的设想。

在前面的分析中,我们没有考虑沟道粒子的辐射损失。实际上,沟道粒子的辐射损失是带电粒子沟道辐射的一个重要方面。近年来有不少工作专门研究了这个问题,现在我们就对

此作一定性讨论。考虑到粒子能量的辐射损失,在粒子沟道辐射的同时,它的横向能量要不断减小; 但是,由于电子的多重散射,粒子的横向能量又要相应的增加。可以预料,当粒子能量 E 正好等于某个临界能量 E_c 时,粒子的沟道辐射损失与电子多重散射的影响将互相抵消。当 $E > E_c$ 时,由于辐射损失大于电子多重散射的影响,粒子横向运动的振幅将不断衰减,出现束流聚焦效应。这一因素大大增强了粒子的沟道过程,提高了束流品质,于是人们就试图利用粒子的沟道辐射来冷却束流,这就是我们所关心的利用沟道辐射来冷却束流的束流冷却技术。我们知道,电子同步加速器提供的电子束是“温度”很低的束流,原因正是电子的同步辐射。利用沟道辐射来冷却束流,其原理与上述情况十分相似。当然,要试图利用带电粒子的沟道辐射来冷却束流困难还很多,比如韧致辐射会使粒子的纵向能量减小,因而束流角散要相应增加(角散 $\Delta\varphi$ 的定义是 $\Delta\varphi = \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} = \frac{v_{\perp}}{v}$),从而降低了冷却效果。假如我们能设法补偿粒子的纵向能量损失,则情况就会大大改善。为此,有人建议将晶体弯曲,让带电粒子在弯曲的沟道中运动,由于弯曲沟道的加速效应,可使粒子纵向能量损失消减。文献 [5] 指出,当晶体的曲率半径 R 满足条件

$$\frac{E}{R} < \frac{dV}{dR} \quad (38)$$

时,纵向能量的辐射损失可以得到全部补偿。

(38) 式中的 $\frac{dV}{dR}$ 是弯曲沟道内部的场梯度。计算表明,对于能量为 100 GeV 的质子,满足上述条件的晶体曲率半径 $R = 10$ cm。

弯曲晶体的沟道效应已经在实验上观察到了,但试图用这个方法冷却束流还有待进一步研究。事实上,要把晶体弯曲成曲率半径 R 为 10cm 的形状也不是那么容易;再说,在弯曲沟道中运动的带电粒子,除了沟道辐射和韧致辐射外,还将产生同步辐射。与沟道辐射相比,虽然这种同步辐射要弱得多,但也会影响束流冷却效果。为此,又有人建议把晶体弯曲成螺

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