

探讨和完善。

三、结束语

综上所述,激光分离同位素在原理上是比较清楚的,在技术上也是可行的,并且能适用于多种同位素的分离,特别对于那些难于用现有方法满意地进行分离的同位素(如丰度不大的同位素和超铀元素)以及用现有的方法生产成本昂贵的核能同位素(如氘和铀²³⁵、钚²³⁹等),无疑是很有好处的,因而引起人们的极大重视。随着人类对能源的需求量日益增加,核能源越来越显得重要了,因而寻找一条经济廉价获取核能同位素的新途径,无疑是很有现实意义的。

另外,激光分离同位素的研究也将大大促进光子与物质相互作用的研究。激光与物质相互作用所产生的选择性光物理与光化学过程有可能在其它方面(如原子和分子的鉴定,光生物化学等)找到更多的实际应用。尽管激光分离同位素仍然有不少技术问题尚待解决,而且大规模的激光分离过程是与激光技术发展的现状密切相关。但是可以相信,随着激光技术、激光光谱学、激光化学的发展,激光分离同位素将会飞速向前,并将对核能源的开发利用和有关基础科学的发展产生深远的影响。

参 考 文 献

- [1] V. S. Letokhov, *Nature*, **277**(1979), 605
- [2] Ann, N. Y. Third Conference on the Laser, 1976.
- [3] C. B. Moore. Chemical and Biochemical Application of Laser, **III**(1977).
- [4] Stephen F. Jacobs et al., *Laser Photochemistry, Tunable Lasers and Other Topics*, 1976.
- [5] Rolf, W. F. Gross, *Optical Engineering*, **13-6** (1974), 506.
- [6] V. S. Letokhov, *Science*, **180**(1973), 451.
- [7] 徐积仁, *物理*, **8-2**(1979), 97.
- [8] E. A. Penhart et al., *Appl. Phys. Lett.*, **28-3** (1976), 131.
- [9] G. Sargent Janes et al., *AIChE*, **73-169** (1979), 62.
- [10] *Nuclear Engineering International*, **24-286** (1979), 10.
- [11] Yu, N. Molin et al., *Chem. Phys. Lett.*, **56** (1978), 557.
- [12] D. S. Y. Hsu et al., *Appl. Phys. Lett.*, **33-11** (1978), 915.
- [13] F. L. Depoorter et al., *Chem. Phys. Lett.*, **61** (1979), 605.
- [14] J. B. Marling et al., *Appl. Phys. Lett.*, **34-7** (1979), 439.
- [15] A. Hartford et al., *Laser Focus*, **15-7** (1979), 28.
- [16] J. Ties et al., *Opt. Commun.*, **27-3** (1978), 385.
- [17] S. S. Miller et al., *J. Am. Chem. Soc.*, **101-4** (1979), 1036.
- [18] D. M. Cox et al., *Science*, **205-27**(1979), 309.
- [19] A. Kaldor et al., *J. Am. Chem. Soc.*, **101-16** (1979), 4465.

强磁场及其在固体物理中的应用

杨 伏 明

(中国科学院物理研究所)

一、强磁场的意义

磁场是决定物质状态的最基本的物理量之一。随着研究对象和内容的不同,对磁场的要求也不相同。对于所观测的量与磁场成线性关系或者所观测的现象在很低的磁场下即已达到

饱和,而在饱和以后现象即不起多大变化的情形,加上普通的磁场(如数千或者1万高斯)也就够了。但是,对于许多研究对象和内容来说,则需要用强磁场。

强磁场是指3万高斯以上的磁场,100万高斯以上的磁场叫做超强磁场。强磁场是一种极端实验条件。极端条件下的物性研究不但能

更全面地把握物性的全貌，而且常常会出现新效应。极端条件下的物性研究已经成为现代科学技术中的一个崭新的领域。

表 1 给出了电子能级在磁场中的塞曼分裂的大小 $\Delta E = 2\mu_B H$ (μ_B 是玻尔磁子, H 表示磁场) 与磁场的关系。可以看出, 磁场能有效地改变物质内部的磁结构和电子结构。因此, 磁场不但对物质的磁性, 而且对整个物性都会产生很大的影响。从理论的观点看, 由于可变参数的扩大和哈密顿量中磁场高次项的引入, 必然出现新的概念和新效应。

表 1 磁场对电子自旋的影响

H		2 $\mu_B H$			
(千高斯)	(兆安培/米)	($\times 10^{-23}$ 焦耳)	(厘米 ⁻¹)	(K)	(电子伏特)
10	0.8	1.86	0.94	1.35	0.000102
100	8	18.6	9.4	13.5	0.00102
1000	80	186	94	135	0.0116
10000	800	1860	940	1350	0.116

二、强磁场的产生

1 万高斯以下的磁场可以很方便地利用亥姆霍兹线圈或者电磁铁产生。强磁场和超强磁场的获得却不那么容易, 主要困难有以下几个方面^[1]:

1. 功率消耗

在真空中建立一个磁场强度为 H (安培/米, 1 安培/米 = 12.6 毫高斯) 的磁场, 其能量密度为 $E = \frac{1}{2} \mu_0 H^2$ (焦耳/米³), μ_0 是真空的磁导率。无论用什么方法产生磁场, 都需要在线圈中流过电流。只要线圈的电阻不等于零, 那么在线圈中通以大电流时就要消费巨大的功率。

2. 升温

通过线圈的大电流产生巨大的焦耳热, 使线圈温度上升, 以致使磁体不能正常工作, 因此必须进行强制水冷。

3. 应力

电流与磁场之间存在着电磁相互作用力。在与磁力线垂直的方向上产生大小为 $T = \frac{1}{2} \mu_0 H^2$ (牛顿/米²) 的压应力。例如, 100 万高斯的磁场产生的压应力为 4 万大气压。这么大的压应力已经超过了任何实际金属的屈服强度。

在建立强磁场时, 以上三点必须加以考虑。产生强磁场的方法有许多种, 其中又可以分为静态和动态(脉冲)两类。能产生静态磁场的有电磁铁、水冷螺线管、超导螺线管, 以及水冷螺线管和超导螺线管的组合等; 能产生脉冲磁场的有电容器放电, 磁通压缩技术等。

电磁铁能产生高达 3 万高斯左右的磁场。要获得更强的磁场时, 通常宁可不用铁心, 而做成空心线圈, 进行强制水冷, 称为水冷螺管磁体, 又名毕特型磁体。美国麻省理工学院国家磁体实验室的水冷螺线管磁体, 能在 32 毫米孔径的空间产生 22.5 万高斯的恒定磁场。耗费功率为 10 兆瓦, 需要冷却水的流速为 400 米³/小时。超导螺线管由于电阻等于零, 通以电流时几乎不消耗功率。但是它需要消耗大量的液态氮。目前超导螺线管能产生的最高磁场为 17.5 万高斯^[2]。采用水冷螺线管与超导螺线管组合的方法可以得到更高的静态磁场。目前采用这种组合磁体, 能在 32 毫米孔径内产生 30 万高斯的静态磁场^[3]。

脉冲法可以获得更强的磁场。最常用的方法是将贮存在电容器中的电荷通过线圈放电, 产生瞬间大电流, 来获得强磁场。在脉冲方法中磁场强度的提高主要受着线圈机械强度的限制。用铜线绕制的线圈采取特别的加固措施, 可以获得大约 50 万高斯的磁场^[4]; 用铜镀合金作成螺线管, 可以获得大约 75 万高斯的磁场^[5]。使用高强度的特殊钢并采用特别的设计以构成“多层线圈”, 可以获得高达 100 万高斯的磁场而不破坏线圈^[6]。

为了获得超强磁场, 通常采用磁通压缩技

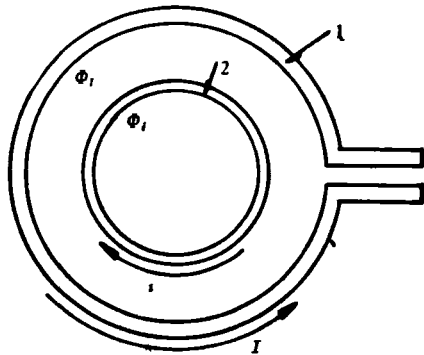


图1 电磁通量压缩的原理

术。磁通压缩包括电磁通量压缩^[7]和爆炸磁通压缩^[8]两类。图1表示利用 θ 角向收缩进行电磁通量压缩的原理。当电容器通过初级线圈1放电,在1中产生瞬间脉冲电流 I 时,在它内部便产生磁通 Φ_1 。由于电磁感应,在次级线圈2中产生与 I 反向的感生电流 i 以阻止原电流的磁通 Φ_1 侵入其内。次级线圈在来自其外部的磁通 Φ_1 所产生的应力作用下被迫向内压缩,从而使侵入其中或者预先注入其中的磁通被浓缩而获得超强磁场。目前采用这种方法可以获得200—300万高斯的磁场,脉冲延续时间为数十微秒。

爆炸磁通压缩技术是利用炸药爆炸时所产生的巨大的推动力来压缩线圈,使预先注入在线圈内部的磁通被浓缩。采用爆炸法可以获得1000万高斯以上的磁场。但是脉冲的延续时间更短,一般只有数微秒。等离子聚焦能产生更强的磁场。据报道^[9],采用这种方法已在直径为0.3毫米的空间获得 10^8 高斯的磁场,但是目前还没有得到任何实际的应用。

三、强磁场在固体物理中的应用

1. 强磁场下物质磁性的研究

与纯的铁和镍不同,铁镍殷钢在强磁场下的磁化过程显示异常的性质。图2是29.9% Ni-Fe 殷钢在居里点以上、在强磁场下的磁化曲线(实线)和朗道公式

$$H = \alpha(T - \theta_f) + BM^3$$

(虚线)的比较。其中 α , θ_f 和 B^{-1} 是朗道因数。可以看出,在强磁场中殷钢的磁矩出现异常增加。这是由于低自旋状态的铁进入了高自旋态的结果^[10]。同一合金在强磁场下的磁电阻效应同样显示异常减小,这也是由于高自旋态增加的结果。强磁场可以用来研究高自旋态和低自旋态。

黄铁矿型的化合物 $\text{Co}(\text{S}_x\text{Se}_{1-x})_2$ 在强磁场下显示变磁性。当磁场达到某一临界值(与成分有关)时,即发生从零场下其基态既非反铁磁性也非螺旋磁性的顺磁性相向铁磁性相的转变^[11],理论上和实验上都引起了很大的兴趣。

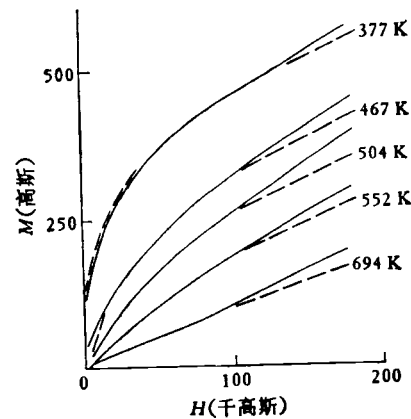


图2 29.9% Ni-Fe 合金在高温下的磁化曲线(实线)和朗道公式(虚线)的比较

稀土化合物 CeB_6 的基态 T_7 和激发态 T_8 之间的能量间隙很小,这里并存着传导电子,因而使这类系统呈现复杂的性质。高场下的磁化曲线表明,由于激发态的混合,高场下仍然具有相当大的顺磁磁化率^[12]。

稀土离子一般都具有不等于零的轨道角动量,存在着很大的自旋-轨道耦合,使稀土金属、合金和化合物通常都具有很大的磁各向异性。例如,具有优异的永磁性能的稀土合金 SmCo_5 的各向异性场高达约30万高斯。大的磁各向异性是决定永磁材料特性的重要参数。用强磁场来研究这类材料中各向异性的起因,对提高永磁材料的性能是有意义的。

由于分子结构的关系,分子的抗磁性具有各向异性,如液晶。但是,由于抗磁磁化率很

小,只有在强磁场下其磁矩才能达到可以测量的程度。强磁场为研究分子在磁场中的取向、磁化率的温度关系、光散射、相变等提供了条件,这不但对物理学,而且对化学、生物学、医学等领域都是非常有意义的^[13]。

当磁场的大小和磁有序物质中的交换场和各向异性场的大小可以相比较时,磁场能改变自旋的排列与结构,引起磁相变。研究磁相变可以从实验上来评述交换作用。

2. 磁光效应

强磁场下的磁光吸收、磁光反射、光散射、法拉第效应、克尔效应等可以用来研究物质内部的电子结构和固体中的种种相互作用。

稀土石榴石 D_2IG 在强磁场下的磁光吸收测量能以很高的精度得到对应于各 J 多重态的晶场劈裂能级之间的电子跃迁的吸收线,使我们能用实验的方法来评述各次点阵之间的交换相互作用^[14]。强磁场下的法拉第效应的研究可以用来研究磁相变^[15,16]。当外加磁场所引起的传导电子的塞曼分裂的大小和固体中的声子的能量可以相比较时,自旋反向喇曼散射可以用来研究半导体材料中的自旋和声子的相互作用^[17]。

此外,研究顺磁晶体的光谱线的塞曼效应对了解顺磁晶体的电子行为是非常有帮助的。利用强磁场观测带间磁光效应,对于研究金属和半导体的能带结构也是非常有用的。强磁场可以用来研究红宝石的 R_1, R_2 线的塞曼效应,精确地计算出 g 因子,观测磁光振荡以及帕邢-巴克效应^[18]。

3. 亚毫米波电子自旋共振

强磁场与远红外激光器相结合,使亚毫米波领域的电子自旋共振的研究成为可能,从而填补了从光波到无线电波共振之间的空白。电子自旋共振频率可以表示为 $\omega = \gamma H_0$, 其中 $\gamma = gh/2mc$, 叫做旋磁比, H_0 是发生共振的磁场。设 $g = 2$, 对于 HCN 激光器(波长为 337 微米)来说,相应的 $H_0 = 32$ 万高斯;对于

H_2O 激光器(波长为 119 微米)来说, $H_0 = 90$ 万高斯。亚毫米波的电子自旋共振可以用来决定比较弱的交换相互作用和相距比较远的两个自旋之间的交换相互作用^[19], 还可以用来研究远红外领域内的各种弛豫机制等。

4. 强磁场下半导体物性的研究

传导电子在磁场中作回旋运动,其运动以回旋能 $E_c = \frac{\hbar e}{m^* c} H$ (m^* 是电子的有效质量)

为单位,形成量子化的朗道能级。电子的回旋半径为 $r_c = (\hbar c/eH)^{1/2}$ 。磁场越大,朗道能级之间的间隔也越大,而回旋半径则越小。当外加磁场使回旋能 E_c 的大小变得和晶体中的种种固有能量相当或者超过它时,会出现种种有趣的现象。

(1) 磁声共振

光学声子的能量 ($\hbar\omega_0$) 是一种固有能量。光学声子和传导电子相结合形成极化状态,会给电导以很大的影响。当 E_c 与光学声子的能量相当时,可以对电子与声子的相互作用进行详细的研究。所谓磁声共振即是在强磁场中传导电子伴随着对光学声子的吸收和放出,在量子化的朗道能级之间发生共振跃迁,因而在与磁电阻等输运现象相关的量中出现随磁场增加而发生振荡式变化的现象。通过磁声效应的研究可以了解半导体的能带结构、电子的有效质量、声子与电子的相互作用等^[20]。

(2) 半导体中杂质态和激发态的研究

被原子核束缚的电子系统的库仑能可以表示为 $E_A = me^4/2\hbar^2\epsilon^2$ (ϵ 是介电常数)。当加上磁场时光谱线产生塞曼分裂,塞曼能可以表示为 $E_z = ehH/2mc$ 。两者之比

$$\Lambda = E_z/E_A = h^3\epsilon^2 H/m^2 c e^3.$$

理论上对于 $\Lambda \ll 1$ 和 $\Lambda \gg 1$ 的情形可以精确求解,而对于 $\Lambda \approx 1$ 的情形则不明之点很多。强磁场为研究 $\Lambda \approx 1$ 附近的光谱提供了条件。为了达到 $\Lambda \approx 1$, 对氢原子来说, $H = 10^9$ 高斯。但是,对许多半导体中的施主原子来说,为了达到 $\Lambda \approx 1$ 的状态,所需的磁场并不一定很

高。例如,对于 Cu_2O 中的激子来说, $H = 6 \times 10^6$ 高斯,对于 GaAs 中的施主原子来说, $H = 4 \times 10^5$ 高斯,对于 InSb 中的施主原子来说, $H = 2 \times 10^3$ 高斯。研究半导体中杂质能级和激子能级在磁场中的变化,可以对能带结构进行研究^[23]。

(3) 回旋共振

在强磁场中由于回旋频率很高, $\omega\tau \sim 1$ 的条件很容易满足。因此,过去因为弛豫时间 τ 很短而不能观测的回旋共振实验,在强磁场的条件下就很容易实现。由于强磁场中回旋能 E_c 可以达到相当于红外波长领域,因此在 InSb 中 E_c 可以与能带间隙相当。在这种情形下,红外激光的回旋共振可以用来研究高能领域的电子能带结构、布洛赫效应、共振线宽以及强磁场极限条件下的量子输运现象等^[21]。

5. 半金属-半导体转变

金属和半导体的性质在很大程度上取决于传导电子的行为。因为强磁场对于传导电子产生很大的影响,所以强磁场对于研究这些物质的性质是很有意义的。半金属-半导体转变是强磁场对物质产生显著影响的一个例子。

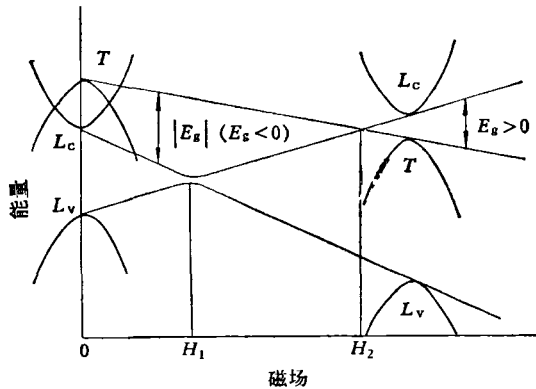


图3 在晶体 Bi 中 E_g 随磁场的变化 ($H \parallel$ 二次轴, L, T 表示布里渊区的 L 点和 T 点)
 $H < H_2$ 时为半金属 ($E_g < 0$);
 $H > H_2$ 时变成半导体 ($E_g > 0$)

晶体 Bi 是导带与价带相重叠的半金属,能带间隙 $E_g < 0$ 。由强磁场引起的朗道能级的移动与磁场相对于晶轴的取向有关。图 3 表示

磁场平行于晶体的二次轴时,各能带的端点(最低的朗道能级)随磁场变动的情形。可以看出, $|E_g|$ 首先随磁场增加,从某磁场 H_1 起开始减小,当磁场达到 H_2 时, $E_g = 0$ 。从 H_2 起, $E_g > 0$,这时晶体 Bi 转变成半导体。 H_2 大约为 60 万高斯。转变点附近的性质的研究在理论上和实验上都引起很大的兴趣^[22]。

6. 第 II 类超导体的临界磁场的研究

为了提高超导磁体的磁场,必须提高超导材料自身的临界磁场 H_{c2} 。为此,人们不断地在寻找具有高临界磁场的新超导材料。近年来出现的 PbMoS 系列,其 H_{c2} 可高达 60 万高斯。强磁场为研究具有高临界磁场的第 II 类超导体新材料提供了实验条件。

以上简要地介绍了强磁场在固体物理中的一些应用。强磁场下的物性研究已经成为固体物理中的一个新的方向,随着研究工作的深入,今后必将取得更多的成果。

参 考 文 献

- [1] 近角聡信,化学と工業,18(1965),686.
- [2] K. Tachikawa, *J. Magn. Magn. Mat.*, 11(1979), 169.
- [3] M. J. Leupold R. J. Weggel & Y. Iwasa, Proc. 6th Intern. Conf. on Magnet Technology, Bratislava, Published by Alfa. (1977), 400.
- [4] 木戸義勇,比留间健之,固体物理,13(1978),417.
- [5] S. Foner & H. H. Kolm, *Rev. Sci. Instrum.*, 27 (1956), 547.
- [6] 伊達宗行,应用物理,44(1975),675.
- [7] 三浦 登,木戸義勇,近角聡信,应用物理,44(1975), 670.
- [8] 中川康昭,庄野安彦,后藤恒昭,中井 淳,应用物理, 44 (1975), 679.
- [9] V. Nardi, W. H. Bostick & W. Pior, *Physique Sous Champs Magnetiques Intenses*, Proc. Int. Colloq. Phys in High Magnetic Fields, Grenoble, 1974 (CNRS, 1975), 129.
- [10] S. Hatta & S. Chikazumi, *J. Phys. Soc. Japan*, 43(1977), 822.
- [11] 安達健五,日本物理学会 1978 年秋の分科会講演予稿集,第 3 分册,4PBJ-3.
- [12] 川上正之,国井 晓,小松原武美,糟谷忠雄,森本 弘,伊達宗行,日本物理学会第 34 回年会予稿集,第 3 分册,31PGC-12 1979 年春,大阪.
- [13] 伊達宗行,極限状態の物理,日本物理学会編,丸善出版,(1976),169.
- [14] F. M. Yang, I. Oguro, G. Kido, N. Miura, S.

- Chikazumi, S. Washimiya & H. Kamimura, *J. Phys. Soc. Japan*, **48**(1980), 86.
- [15] N. Miura, G. Kido, I. Oguro, K. Kawauchi, S. Chikazumi, J. F. Dillon & L. G. van Uiter, *Physica*, **86-88B**(1977), 1219.
- [16] F. M. Yang, N. Miura, G. Kido, & S. Chikazumi, *J. Phys. Soc. Japan*, **48**(1980), 71.
- [17] H. Wachernig, R. Grisar, 同 [9], 331.
- [18] H. Hori, H. Mollmoto, M. Date, *J. Phys. Soc. Japan*, **46**(1979), 908.
- [19] M. Date, M. Motokawa, H. Hori, S. Kuroda & K. Matsui, *J. Phys. Soc. Japan*, **39**(1975), 257.
- [20] 三浦 登, 固体物理, **8**(1973), 521.
- [21] 近角聡信、三浦 登, 極限状態の物理, 日本物理学会編, 丸善出版, (1976), 135.
- [22] N. B. Brandt, E. A. Svitsova & Yu. G. Kashirski, *Zh. Eksperim. i Teor. Fiz. Letters*, **9**(1969), 232.

X 射线形貌技术在铁磁、铁电畴研究中的应用

周 衡 南 蒋 树 声

(南京大学物理系)

一、引 言

大量事实表明, X 射线形貌技术对大块近完整晶体内各种类型缺陷的观察是一种很好的方法^[1]. 铁磁、铁电畴和畴壁作为一种形式的面缺陷, 其形貌观察的结果同样显示了该方法有着许多独特的优点. 早在 1960 年 K. Mez 用 X 射线反射形貌方法首次成功地显示了铁磁体内畴的一些组态. 后来人们又在许多铁磁材料中作过畴的 X 射线形貌观察, 特别是对 Fe, Fe-Si 中畴的观察结果大大丰富了有关磁畴及畴壁结构和它们在形貌衬度理论方面的研究^[2,3]. 许多反铁磁材料(如 NiO, Cr 等)的 X 射线形貌研究工作也是令人鼓舞的. 作为形貌技术对磁畴研究的某些进展似乎表明, 一些稀土石榴石晶体^[4](如 TbIG, YIG 等)中畴和畴壁衬度的研究还涉及到它们的低温范性和相变等性能, 这些都将是十分有意义的.

同样, 为寻找应用于激光等新技术中的非线性光学晶体, 重新引起了人们对许多铁电晶体的广泛兴趣. 当今许多新技术所广泛采用的压电晶体基本上都是铁电体, 因此对铁电晶体中畴及畴壁结构的观察和分析将直接关系到晶体的某些性能. 早在 1964 年 M. Polcarová 等^[5]对 BaTiO₃ 晶体中铁电畴的 X 射线形貌观察显

示了其 90° 畴壁, 后来 Niizeki^[6] 等又用 X 射线铁电异常散射并结合反射形貌技术揭示了 BaTiO₃ 中畴结构中许多细节. 同样, 有人在 Pb₅Ge₃O₁₂, LiNbO₃, YMnO₃ 等许多铁电晶体中也观察到了 180° 畴壁的形貌衬度. Polcarová^[7] 还曾专门对铁电晶体 BaTiO₃ 和铁磁晶体 Fe-Si 的形貌作了对比分析, 发现它们的畴结构和形貌衬度有许多相似之处. 又如在热释电晶体 TGS 中 180° 畴壁的形貌观察也是十分有趣的, 特别是对其畴壁的衍衬成象机理和衬度分析尚各抒己见. 例如, J. Petroff^[8] 认为 TGS 中 180° 畴壁的衬度是来自畴壁所引起的不同形式的应变. 但 M. Takagi 和 S. Suzuki 则从衬度消象规律分析了畴壁的衬度将来自于畴壁本身的结构因子中虚数部分的差异. 这和他们另一种铁电晶体 NaNO₂ 中 180° 畴壁的形貌观察^[9,10] 结果和衬度分析极为相似.

我们对非线性光学晶体 LiNbO₃ 中缺陷的 X 射线形貌观察^[11] 结果表明, 晶体中 180° 畴壁的衬度将主要来自不同类型的应变, 并讨论了晶体中生长层及其诱发铁电畴之间的某些相互关系.

二、铁磁、铁电晶体中畴的观察方法

铁磁或铁电材料中磁化或极化都可能有不