

## 电滞回线的精确测量和分析

李 景 德

(中山大学物理系)

人们通常用 Sawyer 和 Tower<sup>[1]</sup> 提出的方法测量铁电体的电滞回线. Diamant<sup>[2]</sup> 考虑了样品的漏电电阻  $R$  和剩余电容  $C_r$  的影响对此方法作了改进. 图 1 描述了这种改进后的方法.

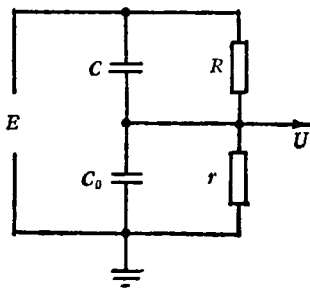


图 1 电容积分法

被测样品在图中用  $R$  和  $C$  并联的电路等效地代替.  $C$  是样品的微分电容,

$$C = \frac{dQ}{dE}, \quad (1)$$

其中  $Q$  为样品的电极在电压  $E$  作用下积存的电荷. 若电极面积为  $A$ , 铁电体的极化强度为  $P$ , 则

$$Q = AP. \quad (2)$$

若

$$R = \infty, \quad r = \infty \quad (3)$$

及

$$C_0 \gg C, \quad (4)$$

则电容  $C_0$  上积存的电荷  $q$  与  $Q$  相等, 而

$$q = C_0 U, \quad (5)$$

故  $Q$  的大小可通过讯号电压  $U$  成比例地表示出来. 同时, 因为 (4) 式,  $C$  两端的电压可以认为等于外加交变电压  $E$ . 若以  $E$  的一个分压作为  $X$  讯号,  $U$  作为  $Y$  讯号,  $Q$  和  $E$  之间的电滞回线

关系就可以用示波器或 XY 函数记录仪描绘出来. 这类方法用电容  $C_0$  来收集样品电极放出的电荷, 称为电容积分法. 通常铁电体的电阻  $R$  都不是无穷大, 故要加一个相移电阻  $r$  来作补偿. 测量时  $r$  的大小要加以调节, 一直调到给出的回线满意为止. 然而, 在测量之前, 正确回线的形状并未知道, 这种调节总免不了产生主观误差. 其次, 铁电材料的漏电电阻  $R$  往往为非线性. 在  $E$  的一个周期变化过程中,  $R$  值也随着变化, 要同步地不断调节  $r$ , 以保证每一瞬时都恰好满足补偿, 事实上不可能做到.

微分电容是电压  $E$  的函数, 用  $C(E)$  表示, 极限

$$C_r = \lim_{E \rightarrow \infty} C(E) \quad (6)$$

称为剩余电容. 它与铁电体的自发极化强度无关. Tsui 等人<sup>[3,4]</sup> 企图补偿剩余电容对回线的影响, 这相当于用

$$C - C_r = \frac{dQ}{dE} \quad (7)$$

来代替 (1) 式. 这时  $C$  便是纯粹由铁电体的固有电矩提供的微分电容. 许多工作者只注意到选择  $C_0$  时考虑

$$C_0 \gg C_r, \quad (8)$$

而忽略了  $C$  的最大值总比  $C_r$  大两三个数量级. 用条件 (8) 式代替 (4) 式将引起新的误差.

图 1 的测量电路可以简化, 将  $C_0$  除去, 电阻  $r$  固定为一个很小的值, 使电压  $U$  比  $E$  小两三个数量级. 这时  $U$  的幅值约为零点几伏数量级, 这样大小的电压值很容易精确测出. 函数  $U(E)$  曲线亦可用示波器或 XY 记录仪描绘. 曲线  $U(E)$  数据中包含了各种有用和无用的信

息。只要编出严格的计算程序，用电子计算机不难计算出正确的  $Q(E)$  曲线。下面介绍计算所根据的原理和用到的微分方程。

通常的电容积分法电路(图1)的精确微分方程为

$$\frac{dq}{dt} = \frac{C_0}{C_0 + C} \left[ C \frac{dE}{dt} + \frac{E}{R} - \frac{R+r}{rRC_0} q \right], \quad (9)$$

式中右边第一个因子是电路中输出端至地线间电容  $C_0$  和  $C$  的并联效应的贡献。方括号内第一项是铁电体极化电荷的贡献；第二项为外加电压  $E$  通过  $R$  的充电作用；第三项为  $R$  和  $r$  对  $q$  的泄放作用。比较微分方程(9)和(1)或(7)式，容易看出，它们的解  $Q(E)$  和  $q(E)$  显然不一样。

将图1电路作如上简化之后， $C_0 = 0$ ，电路的精确微分方程可写为

$$\frac{dQ}{dE} = \frac{\frac{r+R}{rR} U - \frac{E}{R}}{\left(1 - \frac{dU}{dE}\right) \frac{dE}{dt}}, \quad (10)$$

其中  $U, R$  都是  $E$  的函数， $E$  是时间  $t$  的周期函数。在下面提到的测量中，极化电压采用经过低通滤波的纯正弦波

$$E = E_0 \sin \omega t. \quad (11)$$

用(10)式将  $dQ/dE$  作为  $E$  的函数计算出来，要进行两次测量。第一次已如前述，精确测出  $U(E)$  曲线，将数据送入计算机，计算机即可同时求出(10)式右边的  $dU/dE$ 。第二次将  $E$  改用直流电压，测出不同电压下的电阻  $R$ 。非线性电阻  $R$  可展开为级数

$$R = R_0 - \alpha |E| + \dots \quad (12)$$

在电滞回线的测量中，只取展式(12)中的右边前两项就够了。由测量结果定出  $R_0$  和  $\alpha$  值后，将数据送入计算机。(10)式右边的  $dE/dt$  作为  $E$  的函数，可由计算机用(11)式求得。于是即可按编定程序先给出  $dQ/dE$  作为  $E$  的函数关系，再用另一个计算程序根据(1)或(7)式给出  $Q(E)$  曲线。在后面将要讨论的问题中，因为总有  $C \gg C_r$ ，同时常数电容  $C_r$  不会引起损耗，故采用(1)式来计算  $Q(E)$  回线。

数字电子计算机是逐点计算的。在  $E$  由零

物理

变化到幅值的范围内，将  $E$  等分为 40 个点，从曲线  $U(E)$  中读出 40 组数据逐点计算。在微型数据处理机中，这个步骤可以按规定程序由随时间变化的  $U$  和  $E$  讯号中自动读出，并将讯号数字化后存入计算机以备应用。

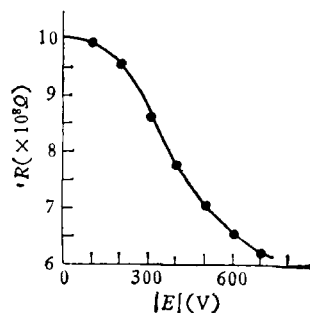


图2 BT 的非线性电阻

图2是钛酸钡(BT)单晶体的非线性电阻。晶体用熔盐法制得，在(001)面上烧成  $4\text{mm}^2$  的银电极，晶体厚  $0.7\text{mm}$ 。图3是  $E_0 = 400\text{V}$  时的微分电容曲线。测量中用的讯号电阻  $r = 192 \Omega$ 。  $C$  是  $E$  的双值函数，对应于回线的两支。由图中可见，剩余电容小于  $100\text{pF}$ ，而  $C$  的极大值达到  $0.0154 \mu\text{F}$ 。通常  $C$  值可达十分之几微法。

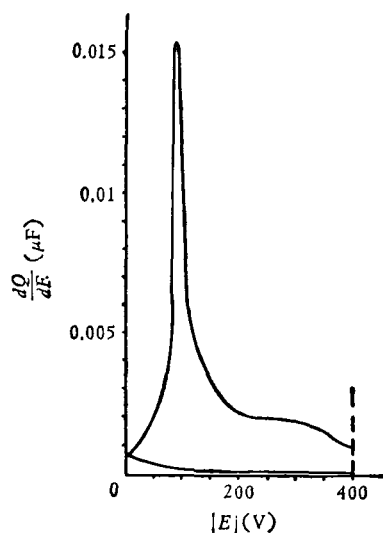


图3 BT 的微分电容

图4是由  $C(E)$  数据计算出来的回线。在  $E = E_0$  时函数  $C(E)$  仍为双值，尚看不出由(6)式确定的共同极限值  $C_r$ 。这时，如果用通常的

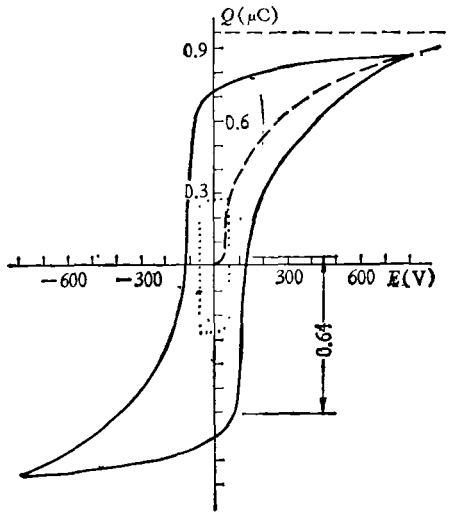


图4 BT的电滞回线

补偿电路凭主观改变回线形状, 就认为已经消去了  $C_r$  的影响, 则会导致更大误差. 图4点线是另一个幅值较小的稳定回线. 由不同幅值回线顶点连成的短划线外推估计, 样本的饱和极化电荷约为  $0.96 \mu\text{C}$ . 与 Merz<sup>[5]</sup> 给出的饱和极化强度值一致.

曾经利用(10)式得到的  $C(E)$  函数代入(9)式, 由计算机求出方程的稳定解  $q(E)$ . 结果与常用的电容积分法得到的曲线完全重合. 精确的  $Q(E)$  回线与电容积分法得到的  $q(E)$  回线之间显示出明显的差异. 当  $R$  值小到  $20 \text{ M}\Omega$  时, 由  $q(E)$  回线得到的剩余极化强度的误差达  $20\%$ . 而我们的最后结果与  $R$  值无关, 因为任何  $R$  值的影响都已通过计算机消去.

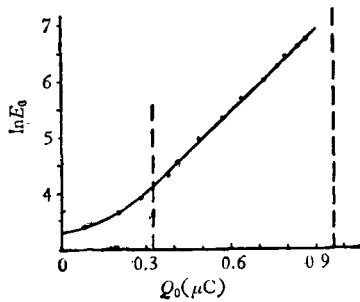


图5 使电畴改向的外场

图5给出BT回线半宽度  $E_0$  的对数与半高度  $Q_0$  的关系. 图6为回线面积  $W$  的对数与

$Q_0$  关系的实验结果.  $W$  就是反复极化一周所消耗的功, 它由计算机将  $Q(E)$  函数作闭合线积分得到. 实验表明, 当  $Q_0$  小于饱和值  $0.96 \mu\text{C}$  的三分之一时, 曲线明显弯曲. 在其余三分之二的范围, 实验点构成很好的直线.

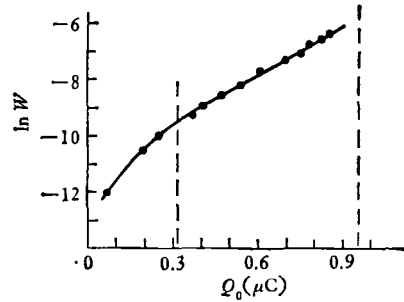


图6 使电畴改向的外功

上述范围划分结果的意义很明显. 我们用的BT单晶经小心保护, 使它保持了原始的电畴结构: BT晶体有三个可能的极轴. 原生晶体没有宏观极化, 畴的取向是随机的.  $c$  畴按随机分配只占三分之一, 而  $a$  畴占三分之二. 实验结果反映了  $a$  畴和  $c$  畴的分配比例. 采用我们的方法可以测量这个比值, 并由  $\ln W$  曲线的线性范围给出.

可以用 Merz<sup>[6]</sup> 观察到的BT中畴运动方式说明上述结果. 图7画出垂直于电极的(100)或(010)面上观察到的电畴. 箭头表示电矩的取向. A是无外场情况,  $c$  畴电矩垂直于电极,  $a$  畴电矩与电极面平行. B为弱场情况, 沿外场取向电矩占优势. 当外加电压达到某个值时, 全部  $c$  畴都沿外场取向(如C所示). 在上述过程中, 只有电矩的  $180^\circ$  反向运动, 不会引起晶格形变, 故所需外功较小. 这相应于图6中

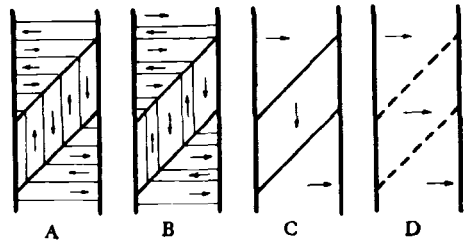


图7 电畴的运动

曲线向下弯曲的部分。外场继续增大时，出现大量  $a$  畴作  $90^\circ$  转向运动，直到饱和时成为 D 中情况。这时引起晶格的形变，要消耗较大的功，相应于图 6 中直线部分。

图 4 中的电滞回线形状也反映了电畴的  $180^\circ$  反向和  $90^\circ$  转向的区别。电滞回线上升较快部分约为  $0.64 \mu\text{C}$ ，相当于饱和高度的三分之一。而当回线总高度小于饱和值的三分之一(如图 4 中点线所示)，形状更接近于矩形。单晶回线向左右两侧突出的尖角部分是  $a$  畴作  $90^\circ$  转向所引起的。一个  $c$  畴单畴 BT 单晶体

的电滞回线总是近似于矩形，没有尖角突出部分，因为其中没有  $a$  畴。

### 参 考 文 献

- [1] C. B. Sawyer, C. H. Tower, *Phys. Rev.*, 35 (1930), 269.
- [2] H. Diamant et al., *Rev. Sci. Instr.*, 28(1957), 30.
- [3] N. W. Schubring et al., *Rev. Sci. Instr.*, 35 (1964), 1517.
- [4] Y. T. Tsui et al., *Rev. Sci. Instr.*, 39(1968), 1423.
- [5] W. J. Merz, *Phys. Rev.*, 91(1953), 513.
- [6] W. J. Merz, *Phys. Rev.*, 95(1954), 690.

## 倍频扫描曲线的测试及若干应用

朱劲松 杨 震 谈云鹏 王业宁\*

(南京大学固体物理研究所)

性能研究中的若干应用。

### 一、引 言

当基波激光束入射到非线性晶体上时，由于非线性效应将产生倍频光(这一过程称为二次谐波产生，一般用 SHG 表示)。倍频扫描曲线是倍频光强-温度(角度)扫描曲线的简称，是倍频晶体性能的若干重要标志之一。通过它可以了解晶体的质量、晶体的相干长度、晶体的非线性系数等重要参数。

对于一个理想晶体，如果在相匹配角(温度)邻近改变它的角度(温度)，则其倍频光强将按  $\delta$  型函数形式变化，这是理想晶体的扫描曲线。

通常，扫描曲线是通过点测法得到的，即在逐步改变晶体温度(角度)的同时，逐点读出相应的倍频光强。这样做不但费工，误差大，而且还会漏掉一些变化的细节。目前我们采用的扫描曲线自动测试装置，具有既能节省人力、时间，又可准确完整地记录曲线细节等优点。本文简要介绍该自动测试装置及其在非线性晶体

### 二、实验装置

要得出扫描曲线，就要使实验装置能自动记录倍频光强，能自动改变晶体的温度(或自动改变晶体的晶轴与入射基波束的夹角)，并在记录光强的同时，自动记录下相应的温度(或角度)。

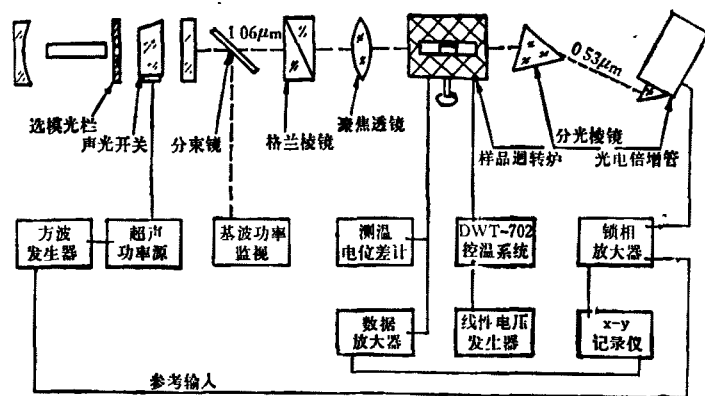


图 1 倍频扫描曲线自动测试装置方框图

\* 浦玉麟同志参加了部分实验工作。