

## MOS 系统中钠离子的运动模型

徐 至 中  
(复旦大学物理系)

### 一、引 言

为了解决半导体硅器件特别是 MOS 器件的稳定性问题,从六十年代中期开始,对 MOS 系统中由于可动离子沾污而引起的不稳定性问题,进行了大量的工作. 研究表明,  $\text{Na}^+$ ,  $\text{K}^+$ ,  $\text{Li}^+$  及  $\text{F}^-$  等在二氧化硅层中都是可以移动的<sup>[1,2]</sup>. 在实际半导体硅器件中沾污最严重,对器件特性影响最大的是  $\text{Na}^+$ .

为了进一步控制钠离子沾污对器件特性的影响,人们用不同的电学测量方法<sup>[3]</sup>从各种不同角度对钠离子在氧化层中的运动规律进行了广泛的研究. 各人提出了各自的模型,用以解释自己的实验结果. 由钠离子运动的瞬态特性的测量,已提出了钠离子在氧化层中的运动主要由离子陷阱发射速率所决定的离子陷阱模型<sup>[4]</sup>. 根据对钠离子运动的准静态特性的测量,又提出了钠离子在氧化层中的运动主要由空间电荷的漂移扩散运动所决定的空间电荷模型<sup>[5]</sup>.

弄清钠离子在氧化层中的运动规律,不仅对半导体器件工艺有实际意义,而且由于钠离子对 MOS 系统中  $\text{SiO}_2$ -Si 界面固定电荷也有影响<sup>[6]</sup>,因此对弄清楚 MOS 系统中氧化层界面电荷的形成原因有重要的意义.

### 二、离子陷阱模型

早期 Snow 等人<sup>[7]</sup>采用 BT-CV 法发现在

一定的温度、偏压下,由金属/ $\text{SiO}_2$  界面迁移到  $\text{Si}/\text{SiO}_2$  界面处的钠离子电荷  $Q_s$ ,在它未达到饱和之前,也即在施加偏压、温度的初始阶段,它与加偏压的时间  $t$  及偏压温度  $T$  之间有下面的关系:

$$Q_s \propto t^{1/2} \exp(-H/kT).$$

当时, Snow 等人在荷电粒子流的漂移扩散方程基础上,对问题作了近似求解. 他们考虑了金属界面处的镜像力的作用,认为钠离子在金属界面处有一个指数式的分布. 他们把氧化层分成两个区域,在金属界面附近的区域(宽度为  $x_1$ )由于钠离子的陡峭的分布,钠离子的运动主要是扩散运动. 而在其它区域中,因为钠离子数很少,因此该区域中钠离子的运动主要是漂移运动. 在上述近似基础上,他们得到了下面的结果:

$$Q_s \approx \frac{4Q_0}{\pi^{3/2}} (t/\tau)^{1/2} \quad (t \ll \tau);$$

$$Q_s \approx 1 - \frac{8}{\pi^2} \exp(-t/\tau) \quad (t \gg \tau),$$

式中  $\tau = 4x_1^2/\pi^2 D$ . 在此,  $D$  是钠离子在氧化层中的扩散系数,它与温度  $T$  存在如下关系:

$$D \propto \exp(-2H/kT),$$

$Q_0$  是氧化层中钠离子总电荷数.

这样,似乎 Snow 等人用镜像力的理论解释了他们观察到的实验现象. 但是,在他们的理论中,  $x_1$  是有赖于镜像力所产生的电场  $-Q_0/\kappa_0\epsilon_0$  与外加电场  $V_G/d$  的比较情况 ( $\kappa_0, \epsilon_0$  分别是  $\text{SiO}_2$  及真空介电常数,  $d$  是氧化层厚度,  $V_G$  是外加电压),如果  $V_G/d > Q_0/\kappa_0\epsilon_0$ ,则在  $x_1$  为

边界的金属界面附近区域里,也将存在电场,因此在该区域内不能认为只存在钠离子的扩散运动.所以对较大的偏压电场,上述理论就不能使用.在 Snow 等人的文章的附录中,尽管采用恒定电场近似,也得到了  $Q_s \propto t^{1/2}$  的结果.但是他们的近似十分粗糙,他们的理论模型是极不完善的.

Hofstein 用场效应管,观察了加栅压后场效应管开启电压  $V_T$  随时间的变化情况,研究了钠离子在氧化层中的运动特性<sup>[4]</sup>.他首先提出了离子陷阱发射模型,并用此模型解释了他所观察到的实验现象.他认为在氧化层的两个界面处,都存在有离子陷阱,受陷阱束缚的钠离子在一定温度下具有一定的发射几率.并认为钠离子由一个界面渡越氧化层到达另一个界面所需要的时间与钠离子在陷阱束缚下等待发射所需要的时间(即发射几率的倒数)比较起来可以忽略,因此可以认为钠离子一旦被陷阱发射后,就立即被氧化层中的电场扫至另一界面,并在那里被该界面处的陷阱所俘获.所以在离子陷阱模型中,通过氧化层的离子电流大小完全由离子陷阱发射速率决定.Hofstein 在离子陷阱模型的基础上,证明了如果离子陷阱的势阱深度  $\phi$  并非是一个单一能级,而有一定的分布(例如,可假设是高斯分布),则由一个界面迁移到另一个界面处的钠离子数,也即在一个界面处离子陷阱所发射的离子电荷  $Q_s$ ,在发射的初始阶段,也即在  $Q_s < Q_0/m$  的情况下,正比于  $\sqrt{t}$ ,即  $Q_s \propto \sqrt{t}$ <sup>[8]</sup>,在此,  $Q_0$  是钠离子总电荷数,  $m$  是与陷阱能级分布宽度有关的参量,陷阱能级分布越宽,  $m$  也就越大.这样,离子陷阱模型也就很自然地解释了 Snow 等人的实验结果.

Hofstein 的实验还发现钠离子在氧化层中的运动特性对两个界面是不对称的,钠离子比较容易离开 Si/SiO<sub>2</sub> 界面向金属/SiO<sub>2</sub> 界面运动.Hofstein 认为在金属/SiO<sub>2</sub> 界面处,离子陷阱具有比较深的势阱.同时,他还观察到在金属/SiO<sub>2</sub> 界面处,离子存在“再复合”的现象,即在金属/SiO<sub>2</sub> 界面处,离子在陷阱能级中的重新分布

存在有一个“真实恢复”的弛豫时间.

Osburn 等人<sup>[9]</sup>测量了钠沾污样品的击穿时间与温度及电场间的关系,讨论了钠离子在氧化层中的运动特性,也给出了平带电压漂移  $\Delta V_{FB}$  与  $\sqrt{t}$  成正比的结论.并且进一步指出

$$\ln(\Delta V_{FB}/\sqrt{t})$$

与氧化层中的电场  $E$  且有线性关系,即  $\Delta V_{FB}$  可以用下式表示:

$$\Delta V_{FB} \propto Q_s \propto \sqrt{t} \times \exp\left[\left(-\phi + \frac{qEW}{2}\right)/kT\right]. \quad (1)$$

实验进一步指出  $\ln(\Delta V_{FB}/\sqrt{t})$  与  $E$  的线性关系的斜率与钠离子的沾污浓度有关,而且即使在同一浓度的情况下,也存在有两个斜率,即  $\ln(\Delta V_{FB}/\sqrt{t})$  与  $E$  的关系曲线并不是一条直线,而是一条折线,因此严格地说,可把(1)式改写成下面形式:

$$\Delta V_{FB} \propto Q_s \propto \sqrt{t} \times \exp\left\{\left[-\phi + \frac{qE}{2}(W_1 + W_2)\right]/kT\right\},$$

这里  $W_1, W_2$  就分别相应于两个不同的斜率.

根据 Hofstein 所提出的离子陷阱模型,(1)式的物理意义就非常清楚,可以把离子陷阱看成是一个具有深度为  $\phi$ ,宽度为  $W$  的方势阱.在一定温度及一定电场的作用下,离子逸出方势阱的几率,也即离子陷阱发射离子的几率就与  $\exp\left[\left(-\phi + \frac{qEW}{2}\right)/kT\right]$  成正比.

Hickmott<sup>[10]</sup>采用热激离子电流的方法,对钠离子的运动进行了研究.对 MOS 样品施加一定偏压,然后改变样品的温度,使样品的温度按一定规律进行变化,与此同时测量流过 MOS 样品的电流,并观察电流与温度间的关系.他的实验结果表明,处于 Si/SiO<sub>2</sub> 界面处的陷阱可以用单一能级的陷阱模型来描述.他用单一能级的陷阱模型比较满意地解释了相应于钠离子由 Si/SiO<sub>2</sub> 界面向金属/SiO<sub>2</sub> 界面运动的热激离子电流实验曲线.假设  $H$  是离子陷阱的能级,则陷阱在单位时间内发射离子的几率

$$P = S \exp(-H/kT).$$

在此,  $S$  具有频率的量纲, 它可以粗略地认为是离子在陷阱束缚下的振荡频率. 因此, 处于陷阱中的离子数面密度  $n(x)$  的变化速率  $\frac{dn(x)}{dt}$  可由下式给出:

$$\frac{dn(x)}{dt} = -n(x)S \exp[-H/kT(x)]. \quad (2)$$

假设 MOS 电容的面积是  $A$ , 则流过氧化层的离子电流  $I$  可写成

$$I = -Aq \frac{dn(x)}{dt} = An(x)qS \exp[-H/kT(x)]. \quad (3)$$

对于一定的温度变化关系  $T(x)$ , 由 (2) 式可以求出  $n(x)$ , 然后由 (3) 式可以计算出热激离子电流  $I$  随时间的变化关系. 由计算得到的理论曲线已与测量得到的实验曲线进行了比较. Hickmott 的实验结果表明, 在离子陷阱具有单一能级的假设基础上, 对  $S$  及  $H$  采用适当的数值, 计算得到的理论曲线能与测量得到的由 Si/SiO<sub>2</sub> 界面向金属/SiO<sub>2</sub> 界面运动的热激离子电流实验曲线非常好的符合. 并由此得到 Si/SiO<sub>2</sub> 界面的离子陷阱的参数值  $S = 10^7 - 10^{12} [s]^{-1}$ ,  $H = 0.7 - 1.2 eV$ . 它们都是离子浓度及电场的函数. 对于金属/SiO<sub>2</sub> 界面的离子陷阱, Hickmott 的单一能级的假设不再能适用. 这时, 对  $S$  及  $H$ , 不管选取什么数值, 计算得到的理论曲线总不能与实验曲线相符. 而且该界面的情况与所采用的电极金属有密切关系.

最近 Bondry 等人<sup>[4]</sup>再次采用热激离子电流方法对钠离子的运动进行了研究. 并且, 用二次加热的方法证明了界面处的陷阱并非是单一能级, 而是具有一定的分布. 在他假设的分布能级的情况下, 处于某一界面处的被俘获的离子数面密度的变化速率可写成

$$\frac{dn(H, t)}{dt} = -n(H, t)S(H) \times \exp(-H/kT(t)). \quad (4)$$

流过氧化层的离子电流可表示为

$$I(t) = -Aq \int \frac{dn(H, t)}{dt} dH.$$

在施加偏压及加热之前, 被陷阱俘获的离子在

具有不同能级  $H$  的陷阱中有一定的分布, 即钠离子存在有一定的初始分布:

$$n(H, 0) = n_0(H).$$

可以利用电子计算机, 根据测量得到的  $I(t)$  与  $T(t)$  间的关系分别求出  $n_0(H)$  及  $S(H)$ . 在他们实际计算时, 认为  $S(H) = \beta\sqrt{H}$ . 因此, 可以从实验测得的热激离子电流曲线, 利用计算机分别求出常数  $\beta$  及离子在陷阱中的初始分布  $n_0(H)$ .

他们的实验结果发现, 对 Si/SiO<sub>2</sub> 界面的陷阱, 不管加热的温度如何,  $n_0(H)$  都具有相似的形状, 它们的峰值位置始终在 0.75—0.8eV 附近. 而对金属/SiO<sub>2</sub> 界面的陷阱,  $n_0(H)$  随加热温度的不同而不同, 这表明离子在这些陷阱能级之间有一个再分布过程, 也即有一个热弛豫过程.

通过前面介绍, 总结起来, 离子陷阱模型可以归结为如下主要内容:

1. 在氧化层的两个界面处都存在有大量离子陷阱. 在一定温度下, 离子陷阱以一定的几率发射离子. 钠离子在电场作用下, 渡越氧化层从一个界面到达另一个界面所需要的时间与钠离子在陷阱中等待发射所需要的时间比较起来可以忽略, 也即离子一旦由陷阱发射, 就立即被氧化层电场扫至另一界面. 因此, 通过氧化层的离子电流主要由离子陷阱的发射速率决定 (也称之为陷阱发射速率限制机构).

2. 在两个界面处存在的陷阱能级都并非是单一能级, 而有一个连续的分布, 但是 Si/SiO<sub>2</sub> 界面的陷阱能级分布比较窄, 而且能级也比较浅, 可以近似看作单一能级. 而金属/SiO<sub>2</sub> 界面的陷阱能级有一个较大的分布范围, 而且能级也比较深, 钠离子在这些陷阱能级之间有一个再分布的过程, 也即存在有一个明显的热弛豫过程.

3. 离子陷阱可以采用具有一定宽度  $W$  的方势阱模型, 由此在一定温度、一定电场下, 离子的发射几率可表示为

$$P = S \exp\left[\left(-\Phi + \frac{qEW}{2}\right)/kT\right]. \quad (5)$$

### 三、空间电荷模型

Chou<sup>[5]</sup> 及 Kuhn 等人<sup>[20]</sup>分别用三角波电压扫描法研究了钠离子在氧化层中的运动特性。后来 Derbenwick<sup>[2]</sup> 也用该法对氧化层中的可动离子特性进行了研究,指出  $K^+$  也是氧化层中的一种可动正电荷。我们采用该方法对氧化层中的可动离子也进行了测量<sup>[21]</sup>。

三角波电压扫描法又称为离子电流法。在一定温度下,对被测的 MOS 电容输入三角波电压进行电压扫描,然后直接测量通过 MOS 电容氧化层的电流。该电流主要包括下面三种电流成分:(1)氧化层电容充放电的位移电流;(2)氧化层的漏电流;(3)由于氧化层中可动离子的移动而引起的离子电流。在三角波电压扫描的情况下,位移电流是一恒定电流;而漏电流满足欧姆定律,电流与电压间具有线性关系。因此,通过氧化层的总电流与电压关系曲线的形状实际上就表示了离子电流与电压间的关系。所有测量得到的实验曲线都表明离子电流在电压的原点附近存在有一个峰值,而且当温度超过  $200^\circ\text{C}$  左右时,如果电压扫描速率足够慢, ( $<0.1\text{V/s}$ ),则离子电流峰面积将达到一个稳定值,不再随温度及电压扫描速率的变化而变化。也即这时钠离子在氧化层中的运动达到了准静态条件。实验还指出对钠离子在氧化层中两个方向的运动是不对称的。根据我们的测量,当温度为  $200^\circ\text{C}$ 、扫描速率为  $0.1\text{V/s}$  时,仅是从  $\text{Si/SiO}_2$  界面到金属/ $\text{SiO}_2$  界面的钠离子运动达到了准静态条件,而对反方向的运动尚未达到准静态条件。离子电流峰值位置并非出现在电压坐标原点,而是根据样品的具体工艺条件的不同,出现在  $0.1\text{—}0.6\text{V}$  之间。这说明在氧化层中存在有极性为负的内建电场(这里均设硅的电位为零)。

Chou<sup>[5]</sup> 首先采用空间电荷的模型对处在准静态条件下的钠离子运动进行了理论计算,并把计算结果与他自己测量得到的实验曲线进行了比较。理论计算曲线能与实验曲线非常好

的符合。这说明,对处在准静态条件下的钠离子运动规律完全可以用空间电荷模型给以解释。最近 Tangena 等人<sup>[4]</sup>对具体的计算方法作了改进,重新计算了在准静态条件下的离子电流与电压之间的关系。Romanov 等人<sup>[15]</sup>对问题作了更一般的讨论,得到了更普遍的结果。

空间电荷模型认为钠离子在氧化层中的运动完全由它自身的扩散运动以及漂移运动所决定。由于钠离子自身荷电,因此它不仅能在外场作用下发生漂移运动,而且由于它自身的运动也会使氧化层内的总电场发生变化(氧化层内的总电场应是外加电场与钠离子自身产生的电场之和)。而总电场的变化又会引起钠离子的空间分布发生变化,钠离子的空间分布的变化反过来又会使氧化层内的总电场发生变化,最后对每一一定的外加电场,钠离子的空间电荷分布以及氧化层中的总电场都会达到一个平衡值。对不同的外加电场,相应的平衡值也不相同。如果外加电场变化得足够慢,使对应于外加电压的每一个瞬时值,钠离子的空间电荷分布以及氧化层中的总电场都已达到相应的平衡值(这时,我们可以认为钠离子的运动已达到了平衡态)。随着外加电压的缓慢变化,相应的平衡值也发生变化。而氧化层中钠离子的空间电荷分布的变化就会引起 MOS 电容的两个电极上的感应电荷的变化。这时在测量回路中就有电流通过 MOS 电容,此电流即是由钠离子的运动而引起的离子电流。

在准静态条件下,钠离子的空间电荷分布都已达到平衡,因此钠离子的扩散流与其漂移流相互抵消,即

$$-qD \frac{dN}{dx} + q\mu NE = 0, \quad (6)$$

其中  $q$  是电子电荷,  $D$  是钠离子的扩散系数,  $N$  是钠离子的体密度,  $dN/dx$  是钠离子的空间分布梯度,  $\mu$  是钠离子的迁移率,  $E$  是氧化层中的总电场,它与钠离子的体密度  $N$  之间应满足泊松方程

$$\frac{dE}{dx} = \frac{qN}{\epsilon\epsilon_0}, \quad (7)$$

其中  $\epsilon$  及  $\epsilon_0$  分别是  $\text{SiO}_2$  及真空的介电常数。

(5) 及 (6) 式就是空间电荷模型在准静态条件下的两个基本方程。另外,还必须满足三个边界条件,设氧化层中的电位用  $\varphi(x)$  表示,则在两个边界面上的电位应分别等于零和外加电压  $V$ ,即

$$\varphi(0) = V; \quad (8)$$

$$\varphi(d) = 0, \quad (9)$$

其中  $d$  是氧化层的厚度。如果氧化层内总的钠离子电荷面密度为  $\sigma$ , 则

$$q \int_0^d N dx = \sigma. \quad (10)$$

Chou 利用电子计算机对上述两个方程及三个边界条件进行了数值求解,最后得到的理论曲线能与实验曲线很好相符。Romanov 等人<sup>[45]</sup>对上述问题已求出解析表达式,但其解析表达式仍然十分复杂,必须在作数值计算并作图之后,才能看清它们相互间的关系。

#### 四、两种模型间的关系

一般来说,要完整地、精确地考虑钠离子在氧化层中的运动,必须同时考虑离子陷阱的发射过程和俘获过程。离子在氧化层中的扩散、漂移,以及两者间复杂的相互影响,说明必须同时考虑陷阱发射机构及空间电荷限制机构。但是,同时要考虑这两种机构,在理论处理上是有困难的,因此总是希望在一定的实验条件下使某种机构起主要作用,而忽略另一机构。上述钠离子运动的瞬态特性的测量以及在准静态条件下的运动特性的测量正好相应于这两种极端情况,前者主要由陷阱发射机构控制,后者主要由空间电荷限制机构控制。它们两者之间转换的主要条件是温度及外加电场。在比较低的温度及比较高的外加电场的条件下,钠离子在氧化层中的运动主要由陷阱发射速率限制机构控制,可以认为离子一旦被陷阱发射,就立即被电场扫至另一界面,所以这里控制离子电流大小的限制机构是陷阱发射速率,而把钠离子在氧化层中的扩散漂移运动忽略了。反之,在较高

温度下,离子陷阱已有较高的发射速率,它不再是离子电流的限制机构,对离子电流大小起决定作用的是离子在外电场及由它自身所产生的电场作用下的扩散漂移运动,因此这时钠离子的运动主要受空间电荷限制机构控制。

如果要具体地考虑这两种模型间的转换条件,即如果要考虑究竟在什么温度及外电场条件下这两种模型才能适用,当然还必须具体地考虑离子陷阱能级的深度。对于陷阱能级比较浅的  $\text{Si}/\text{SiO}_2$  界面,在比较低的温度下,就能使钠离子的运动主要受空间电荷限制机构控制。所以当温度超过  $200^\circ\text{C}$  左右时,由  $\text{Si}/\text{SiO}_2$  界面向金属/ $\text{SiO}_2$  界面运动的钠离子的电流实验曲线能与根据空间电荷模型计算得到的理论曲线很好符合。对于陷阱能级较深的金属/ $\text{SiO}_2$  界面,则必须在更高的温度下才能使空间电荷模型适用。至于准静态条件,它并非是空间电荷模型的必要条件。这里所以要采用准静态条件,主要是因为理论上处理比较方便(便于把理论与实验相比较,以检验理论模型的正确性)。当然,如果不是在准静态条件下,本文第三节所讨论的(6)式也就不再成立,这时理论上处理就要困难得多,而且也难于与实验结果相比较。

#### 五、存在问题及今后研究方向

1. 在离子陷阱模型中,陷阱发射几率与外加电场之间的关系现在尚不十分清楚。Osburn<sup>[9]</sup>曾指出,可以把离子陷阱看成是具有一定宽度  $W$  的方势阱,因此可以把离子陷阱的发射几率表示成(5)式的形式。但是,在他们自己的实验中发现势阱宽度  $W$  并非只有一个数值,一般具有两个数值,而且  $W$  还与钠离子浓度有关。而 Eldridge 等人<sup>[46]</sup>对磷硅玻璃,却发现陷阱发射几率与  $\exp[-(\Phi + \alpha\sqrt{E})/kT]$  成正比,因此离子陷阱的发射过程更相似于 Poole-Frenkel 陷阱发射过程。至今,所有热激离子电流的实验还均未考虑发射速率与外加电场间的关系,在他们所使用的关系式(2)或(4)中,均未考虑发射几率与外加电场间的关系,因而使他们得

到的钠离子初始能量分布  $n_0(H)$  与外加电场有关<sup>[11]</sup>。所以,今后对离子陷阱发射几率与外加电场间的关系的研究可能是大家感兴趣的问题。热激离子电流法也许是开展这方面研究工作的最理想的实验方法。

2. 关于离子陷阱的起因问题。迄今为止,已有大量实验事实证明在氧化层的两个界面处存在有大量离子陷阱。但是,对这些离子陷阱的物理本质以及形成原因现在尚不清楚。Williams 等人<sup>[12]</sup>认为镜象力是引起界面陷阱的原因,也是引起钠离子在氧化层中运动极性不对称的原因。但是,他们的解释并不能十分令人信服。例如好多实验<sup>[10,18]</sup>都表明 Au/SiO<sub>2</sub> 界面与 Al/SiO<sub>2</sub> 界面陷阱情况并不十分相同,Williams 等人的镜象力理论对此现象就不能很好说明。所以,有关离子陷阱的起源问题还有待于今后作大量的实验和理论方面的研究工作。

3. 关于氧化层内的内建场问题。根据空间电荷模型计算得到的理论曲线,准静态离子电流峰值应出现在电压原点,即电流峰值应出现在氧化层电场等于零的地方。但是,由准静态的三角波电压扫描法测量得到的实验曲线,峰值往往偏离电压坐标原点。这是由于在氧化层中原来已存在有内建场。产生这些内建场的主要原因是电极金属与硅之间的接触电势差、荷电的界面态以及氧化层内的固定正电荷。很显然,这些电荷中心对钠离子的运动将会产生影响。因此,对氧化层内的内建场的进一步研究

不仅有助于进一步弄清楚钠离子的运动规律,而且还有助于弄清楚氧化层内电荷中心的分布情况。

总之,对钠离子在氧化层中的运动规律,人们已做了大量工作,并已初步建立了上述两种模型。但是这两种模型现在还很不完善。必须更进一步地做大量的实验和理论方面的研究工作,才能使它们逐步完善起来。

### 参 考 文 献

- [1] R. Williams, *J. Vac. Sci. Technol.*, **11** (1974), 1025.
- [2] G. F. Derbenwick, *J. Appl. Phys.*, **48**(1977), 1127.
- [3] 徐至中, 电子技术译丛, **1**(1979), 1.
- [4] S. R. Hofsten, *IEEE*, **ED-13** (1966), 222.
- [5] N. J. Chou, *J. Electrochem. Soc.*, **118** (1971), 601.
- [6] J. E. Sandor, *Proc. IEEE*, **57** (1969), 1184.
- [7] E. H. Snow et al., *J. Appl. Phys.*, **36** (1965), 1664.
- [8] S. R. Hofstein, *IEEE*, **ED-14** (1967), 749.
- [9] C. M. Osburn, S. I. Reider, *J. Electrochem. Soc.*, **120** (1973), 1369.
- [10] T. W. Hickmott, *J. Appl. Phys.*, **46** (1975), 2583.
- [11] M. R. Bondry, J. P. Stagg, *J. Appl. Phys.*, **50** (1979), 942.
- [12] M. Kuhn, D. J. Silversmith, *J. Electrochem. Soc.*, **118** (1971), 966.
- [13] 徐至中, 半导体技术, **3**(1979), 69.
- [14] A. G. Tangena et al., *J. Appl. Phys.*, **49** (1978), 2876.
- [15] V. P. Romanov et al., *Phys. Stat. Sol. (a)*, **53** (1979), 493.
- [16] J. M. Eldridge, D. R. Kerr, *J. Electrochem. Soc.*, **118** (1971), 986.
- [17] R. Williams, M. H. Woods, *Appl. Phys. Lett.*, **22** (1973), 458.
- [18] S. I. Raider, R. Flitsoh, *J. Electrochem. Soc.*, **118** (1971), 1011.

## 编 码 孔 三 维 分 层 成 像

刘立人 殷耀祖 赵丽英 许臣良

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

在 X 光医疗诊断或核子成像等方面,三维物体的特定断层成像是极有意义的。除了已有的分层照相法外,近来发展了分层合成,计算机断层扫描装置等,编码孔成像技术也是一种重要的途径<sup>[1]</sup>。它的显著特点是装置简单,一次曝

光就记录了全部信息,并能进行实时动态显示。X 光编码孔成像用了无冗余 (Nonredundant) 点分布函数和在傅里叶变换的空间频率域中解码的方法<sup>[2]</sup>。常用光学,电子模拟或数字计算等方式<sup>[3]</sup>,其中以光学处理最简单和实现可能性