

集成电路中的物理问题讲座第四讲

半导体中深能级杂质缺陷与深能级瞬态谱

秦国刚 晏懋洵

(北京大学物理系)

大家知道,不含杂质的纯半导体几乎没有什么直接的用途。为了制造半导体器件,人们总是先将半导体材料尽可能地提纯,然后用扩散、离子注入等方法将一定数量的特定杂质掺入半导体的一定部位,以控制半导体的导电类型和电阻率,再经金属蒸发等工艺,最终制成半导体器件。因此,研究杂质的性质和作用是很重要的。在半导体中,有两类性质和作用都绝然不同的杂质:一类杂质是在禁带中引入的能级与导带底或价带顶的能量差很小,远远小于禁带宽度,这类杂质称为浅杂质,它决定着半导体的导电类型与电阻率;另一类杂质在禁带中引入的能级与导带底及价带顶的能量差都相当大,是禁带宽度 E_g 的相当一部分(例如 $\geq \frac{1}{10} E_g$),这一类杂质称为深能级杂质。空位、填隙原子、位错、化合物半导体中的反位缺陷(例如 GaAs 晶体中 As 原子处于 Ga 位或 Ga 原子处于 As 位)以及它们之间的组合(例如双空位)或它们与杂质的组合(例如氧-空位、碳-氧-空位)都称为缺陷。缺陷的能级一般都是深的,缺陷与深能级杂质合在一起统称为深能级杂质缺陷。

假设杂质原子的价为 Z_i ,它所代替的半导体基质原子的价为 Z_0 ,它们之差 $\Delta Z = Z_i - Z_0$ 是一个重要的参数。 $\Delta Z > 0$ 的杂质称为施主杂质, $\Delta Z < 0$ 的杂质称为受主杂质。

对于 $|\Delta Z| = 1$ 的情况来说,杂质能级在禁带中的位置往往是浅的。以硅为例,硅原子是四价的,如以五价的杂质磷、砷、锑掺入,构成施主,若以三价的杂质硼、铝、镓掺入,则构成受主。上述施主能级与导带底很接近,而受主能级

与价带顶很接近,离化能为几十毫电子伏量级,远远小于硅的禁带宽度(室温为 1.12eV)。以硅(Si)中磷(P)为例,P 取代 Si 以后,它的五个价电子中的四个参与共价结合,多余的一个价电子为 P^+ 束缚在它的周围运动。硅晶体中的 P^+ 与其束缚电子间的作用和氢原子很相似,只是前者是在硅晶体的介电屏蔽下的库仑作用,因此电子的轨道半径大,有效质量理论适用,故杂质的离化能 ΔE 可写为

$$\Delta E = \frac{m^*}{m_0} \frac{1}{\epsilon^2} E_H, \quad (1)$$

式中 E_H 是氢原子基态电子的离化能,为 13.6eV, m^* 是电子或空穴的有效质量, m_0 是真空中静止电子的质量, ϵ 是半导体的相对介电常数。对于硅, $\epsilon = 12$, 导带电子的有效质量是各向异性的,取平均有效质量为 $0.3m_0$, 则浅施主离化能 $\approx 30\text{meV}$, 与实验值基本相符。浅杂质基态电子(空穴)的轨道半径为

$$a = \frac{m_0}{m^*} \epsilon a_0, \quad (2)$$

a_0 是玻尔半径,为 0.529 \AA 。以硅中浅施主为例, $a \approx 20 \text{ \AA}$, 轨道直径远大于原子间距。由于以上讨论的浅杂质与氢原子间的相似性,因而浅杂质也可称为类氢的杂质。

对于 $|\Delta Z| \neq 1$ 的情况以及半导体中存在缺陷或杂质缺陷复合体的情况,半导体中局域态的性质与类氢杂质有很大不同。从能级上看,前者的离化能远大于后者,更本质的区别在于前者束缚电子(空穴)的势能是短程的,作用距离一般只有一到二个原子间距,而后者的屏蔽库仑势是长程的。因而对于那些即使能级较

浅但作用势是短程的杂质缺陷(例如 GaP 中的氮),还应把它纳入深能级的范畴。

一、深能级杂质缺陷在 半导体中的作用

深能级杂质缺陷在半导体材料与器件中起着多方面的重要作用。首先,某些深能级的存在构成有效的复合中心,促使导带非平衡电子与价带非平衡空穴的复合几率大大增加,即载流子寿命 τ 大大下降。例如由间接复合的理论可知

$$\tau = \frac{C_n(n_0 + n_1) + C_p(p_0 + p_1)}{C_n C_p N_{TT}(n_0 + p_0)}, \quad (3)$$

式中 n_0 与 p_0 是平衡电子与空穴浓度, n_1 与 p_1 是费米能级处于深能级位置时的电子与空穴浓度, N_{TT} 是深中心浓度, C_n 与 C_p 分别是电子与空穴的俘获系数。假设深能级在禁带上半部,半导体是弱 n 型的(弱 p 型或深能级在禁带下半部的半导体,讨论是类似的),且 $n_1 \gg n_0 \gg p_0 \gg p_1$,由(3)式可得

$$\tau = \frac{n_1}{C_p N_{TT} n_0} = \frac{N_c \exp\left(-\frac{(E_c - E_T)}{kT}\right)}{C_p N_{TT} n_0}. \quad (4)$$

根据(4)式,能级越深($E_c - E_T$ 越大), τ 就越小, C_p 越大, τ 就越小。(4)式中能级深度在指数上,这就是深能级往往构成有效复合中心的原因。象硅中的金、铂、钽以及某些电子辐照缺陷都是著名的复合中心,可以用来控制载流子寿命,提高二极管、三极管的开关速度。

在硅的 p-n 结处于反向偏压的情况下,深能级的存在使空间电荷区的产生电流增加,假设 $C_n = C_p = C$,可以得到产生率 U 的如下简单公式:

$$U = \frac{CN_{TT}n_1}{2 \cosh\left(\frac{E_i - E_T}{kT}\right)}, \quad (5)$$

式中 n_1 与 E_i 分别是本征情况下的载流子浓度与费米能级。由此可见,能级越深, ($E_i - E_T$) 越小, U 就越大,即产生电流就越大。

杂质光电导器件是通过将一定数量的深能

物理

级杂质引入半导体而起作用,例如在硅中掺汞,硅中掺铟,碲化镉中掺铜等。由于掺入不同杂质的电离能不同,器件的工作波长范围也不同。深能级杂质缺陷还可以用来补偿浅杂质,大大增加电阻率,以便在化合物半导体集成电路与场效应晶体管中用作衬底材料。

某些深能级杂质的存在会导致发光二极管的发光效率明显下降和半导体激光器的阈值电流明显上升,还会导致它们的加速退化,降低这些器件的使用寿命。深能级杂质的存在还会影响场效应晶体管的噪声系数、电荷耦合器件的效率、功率器件的正向压降、太阳能电池的效率等。为了提高半导体材料和器件的质量,研究半导体中深能级杂质缺陷的作用及其机理是十分必要的,这样可以避免或尽量减少深能级的有害作用而充分利用和发挥深能级的有益作用。已经发展了几种提取吸收重金属杂质与微缺陷的有效方法,例如磷吸杂, HCl 吸杂及本征吸杂等。

二、深能级理论简介

对于深能级杂质缺陷的量子力学计算在七十年代后期以后才有了重大进展。目前公认的比较精确的计算深能级的方法是自洽格林函数方法^[1,2]。自 1978 年这个方法问世以来,人们已用它计算了硅中的空位,硅中的某些 I, II, III, VI 族杂质,硅中自间隙, GaP 中自间隙, GaP 中碳间隙等的深能级与波函数,但尚未研究过渡元素杂质。

另一类方法是所谓集团模型方法,其中包括扩展 Hückel 方法、原子轨道方法与 X_α 散射波方法等。目前,对硅中代位 3d 过渡族元素杂质,用自洽 X_α 散射波法计算时所采用的原子团为 XSi_4H_{12} ^[3],而对硅中间隙 3d 过渡族元素杂质用自洽 X_α 散射波法计算时所采用的原子团为 $XSi_{10}H_{16}$ ^[4],其中 X 表示杂质原子。还未见 4d, 5d 过渡族元素或稀土元素杂质的工作。

理论计算的结果本文不作介绍,这里只指出两点:(1)对于深施主来说,它的作用势是吸

引性的, 禁带中深施主的局域态是由这吸引势从导带中拉下来的。对于深受主来说, 它的作用势是排斥性的, 禁带中深受主的局域态是由排斥势从价带中排斥上去的。(2) 对于代位杂质的局域态来说, 可以在空位的局域态的基础上考虑。将杂质原子取代基质原子, 就是把杂质原子嵌入空位, 半导体中杂质的局域态是杂质原子态与空位的态相互作用的结果。

深能级的波函数与浅能级有什么区别呢? 最初人们认为随着能级加深, 波函数会变得愈来愈局域, 典型的深能级的波函数应是很局域的。但是随着认真的理论计算的开展, 发现深能级的波函数还是相当扩展的, 但另一方面, 深中心往往有显著的晶格弛豫 (指深能级电子跃迁时周围原子有明显位移), 似乎说明深能级波函数又是很局域的。黄昆与杨桂林最近用简单理论模型所作计算与分析表明, 以短程势为特征的深中心, 其波函数是由一个相当局域的核心部分 (占 70% 以上的比重) 与一个相当扩展的“尾巴”组成。核心部分由短程势决定, 并给深中心以“局域性”特征 (如强的晶格弛豫)。外围的“尾巴”则主要由半导体本身的能带结构决定, 具体讲, 是由禁带宽与能带宽之比决定。这个比值越小, 波函数越扩展。半导体深中心波函数相当扩展, 就是因为典型半导体的基本特征就是禁带窄。

三、研究深能级的实验方法

测量半导体中深能级杂质缺陷的方法大体可以分为光学方法、磁共振方法、结谱方法及其它方法四大类。光学方法包括光致发光 (PL)、电致发光 (EL)、阴极射线发光、光吸收与光电导等方法。磁共振方法包括电子自旋共振 (ESR)^[5]、光检测磁共振 (ODMR)^[6]。结谱方法包括深能级瞬态谱 (DLTS)^[7]、双相关深能级瞬态谱 (DDLTS)^[8]、热激电容 (TSCAP)^[9]、热激电流 (TSC)^[10]、恒温瞬态电容、恒定电容深能级瞬态谱 (CCDLTS)^[11]、光深能级瞬态谱 (ODLTS)^[12]、深能级光谱 (DLOS)^[13]、光诱导电流瞬态

(PICT)^[14,15]、少数载流子陷阱谱 (MCTS)^[16]、导纳谱等。其它还有霍尔系数、背散射、二次离子质谱等方法。

以上这些方法各有所长, 又都有一定局限性。例如 ESR 虽然能对杂质是什么元素以及深能级杂质缺陷的微观结构提供重要信息, 这是其它方法很难实现的, 但是由于只是具有未配对电子的杂质缺陷才有 ESR 信号, 因此研究的对象受到一定限制。发光方法能很好地研究发光中心的性质以及局域电子与声子的相互作用, 但不适用于非辐射复合中心。结谱技术虽能给出材料中深能级的多个基本参数, 但是无法直接确定所研究的究竟是什么杂质和缺陷, 也无法直接得到具体的微观结构。

结谱法是近十几年来发展起来的一种研究深能级杂质缺陷物理性质的强有力的手段。它包括一系列方法, 限于篇幅, 本文仅着重介绍深能级瞬态谱及其它几种瞬态电容谱。

四、深能级瞬态谱及其它几种瞬态电容谱

1. 深能级瞬态谱 (DLTS)^[8]

1966 年, Willams 提出通过监测半导体耗尽层电容的变化来研究耗尽层中深能级上电子的热发射过程。此后, Sah 做了许多工作, 他在 1970 年系统地提出了研究深能级基本性质的结电容与结电流技术^[17]。1974 年, Lang 把结电容方法发展成深能级瞬态谱 (DLTS)。下面以单边突变结 p⁺-n 二极管为例来说明它的原理 (讨论中假定深能级是禁带上半部的受主能级)。

图 1 示意地说明了产生电容瞬态的物理图象。在 p⁺-n 二极管上加适当的反向偏置电压 V_b , 相应的耗尽层宽度是 W , 耗尽层中的空间电荷是由电离的浅施主杂质与深能级杂质上的电荷两者贡献的, 如图 1(a) 所示。这时结电容是

$$C = \frac{\epsilon A}{W}, \quad (6)$$

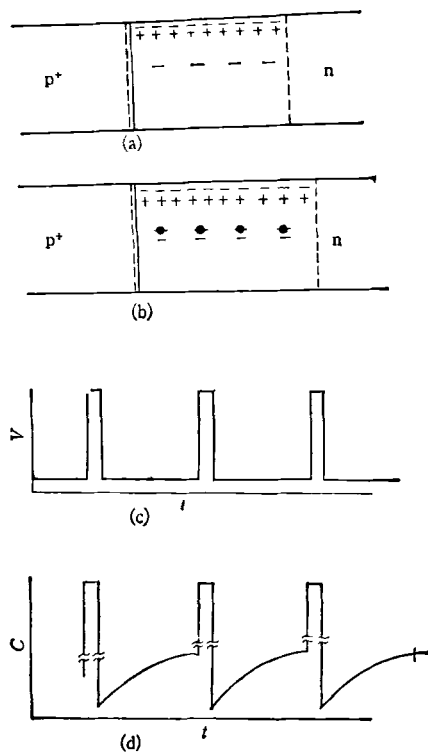


图1 深能级电容瞬态
 (a) 反向偏置的 p⁺-n 结;
 (b) 注入脉冲刚过时的 p⁺-n 结;
 (c) 脉冲电压;
 (d) 电容瞬态

其中 A 是结面积。由(6)式可见,结电容与耗尽层宽度成反比。现在如果在偏置电压上叠加一个正向脉冲电压,称作注入脉冲,则在脉冲期间耗尽层将变窄,原来在耗尽层中的深中心将被电子填充。脉冲过后,偏置电压恢复到原来的值,这时深中心上的负电荷部分地抵消浅施主的正的空间电荷,从而造成耗尽层宽度展宽[如图1(b)],结电容相应地变小。随着深中心上的电子热发射到导带而被电场扫走,耗尽层宽度逐渐减小,趋向加脉冲前的值,相应地二极管结电容逐渐增大,也趋向加脉冲前的值[如图1(d)]。结电容随时间的这种变化就叫电容瞬态,可表示成以下形式:

$$\Delta C(t) = \Delta C_0(1 - e^{-t/\tau_n(T)}), \quad (7)$$

这里时间的零点取在脉冲的后沿, $\Delta C(t)$ 是 t 时刻的电容与零时刻的电容之差。根据细致平衡原理:

$$e_n(T) = g\sigma_n\nu_n N_c \exp\left[-\frac{(E_c - E_T)}{kT}\right], \quad (8)$$

其中 $g = \frac{g_0^*}{g_0}$, g_0 与 g_0^* 分别是深中心在电子发射前与发射后基态的简并度, σ_n 是电子俘获截面, ν_n 是电子平均热运动速度, N_c 是导带底有效能态密度, $(E_c - E_T)$ 是导带底与深能级的能量差, k 是玻耳兹曼常数, e_n 是电子热发射率。

从(8)式可以看到,在发射率关系式中包含有深能级的基本物理参数,如能级深度 $(E_c - E_T)$,俘获截面等,有可能通过测量 e_n 来确定它们。由(8)式还可看到, e_n 是温度的函数,深能级瞬态谱技术正是利用了 e_n 的温度特性,设置了一个称作“发射率窗口”的装置,从电容瞬态求出 $e_n(T)$,从而得到深能级的基本物理参数。

所谓“发射率窗”,就是利用取样平均器(Boxcar)在脉冲后的固定时刻 t_1 和 t_2 对电容瞬态取样并相减,即取样平均器的输出为

$$\begin{aligned} S(T) &= \Delta C(t_2) - \Delta C(t_1) \\ &= \Delta C_0(e^{-t_1/\tau_n(T)} - e^{-t_2/\tau_n(T)}). \end{aligned} \quad (9)$$

这时若改变二极管的温度, $e_n(T)$ 也会跟着变化,相应地 $S(T)$ 也会变化。对(9)式求极值,当 $T = T_m$ 时,其中 T_m 满足

$$e_n(T_m) = \frac{\ln(t_2/t_1)}{t_2 - t_1}, \quad (10)$$

$S(T)$ 达到极大值 $S(T_m)$ 。取样平均器的两个取样时间 t_1 和 t_2 就确定了一个发射率“窗口”,当发射率随温度变化达到该“窗口”时,输出达到极大。测量这时的温度 T_m ,由(10)式就可确定与 T_m 相应的 $e_n(T_m)$ 的值。图2给出了电容瞬态和 $S(T)$ 随温度的变化。 $S(T)$ 随温度变化的图就是深能级瞬态谱(DLTS)。如果在禁带中同时存在几个不同的深能级,由于能级深度不同,对于同样的 t_1 和 t_2 ,不同能级满足(10)式的温度 T_m 就不同,这就会出现几个峰值处于不同温度的峰,因而由峰的数目可以判断能级数。另外,对于同一个深能级,选取的 t_1, t_2 不同,则峰值出现的温度 T_m 也不同。因此我们可以选取一系列不同的, $t_{1j}, t_{2j}(j = 1,$

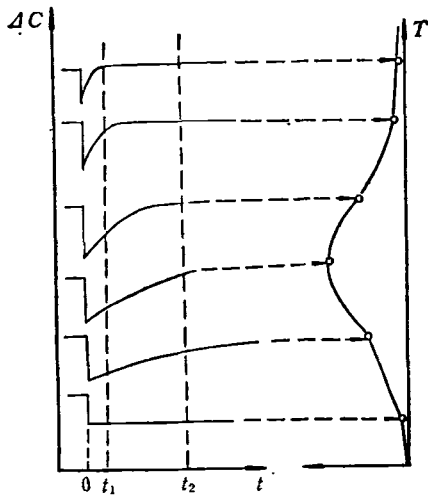


图2 电容瞬态和 $S(T)$ 随温度的变化
 $S(T) = \Delta C(t_2) - \Delta C(t_1)$

2, 3...), 从而得到一系列 DLTS 峰, 如图 3 所示. 由 DLTS 谱可以得到峰值的温度

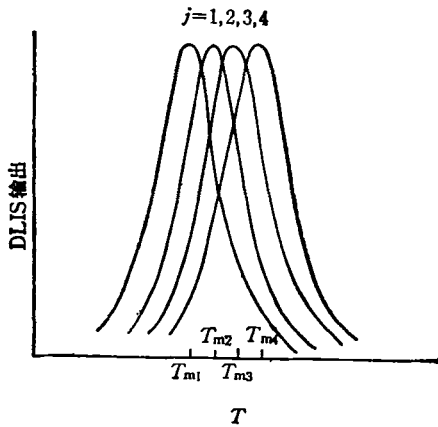


图3 不同“率窗”对应的 DLTS 谱

T_{mj} , 从 (10) 式可求出这些温度下的发射率 $e_n(T_{mj}) = \frac{\ln(t_{2j}/t_{1j})}{t_{2j} - t_{1j}}$. 由于 ν_n 正比于 $T^{3/2}$, N_c 正比于 $T^{3/2}$, 由 (8) 式可知 $\ln \frac{e_n}{T^2}$ 对 $\frac{1}{T}$ 是一条直线, 其斜率是 $-\frac{(E_c - E_T)}{k}$, 其截距与 σ_n 有关. 既然我们已经知道一系列 T_{mj} 下的 $e_n(T_{mj})$, 就可以由 $\ln \frac{e_n}{T^2} - \frac{1}{T}$ 求出 $E_c - E_T$ 及 σ_n .

显然 DLTS 峰高是正比于瞬态的大小 ΔC_0 的, 而 ΔC_0 又正比于深能级的浓度 N_T , 若

$N_T \ll N_D$ (N_D 是浅施主浓度), 则有近似公式

$$\frac{\Delta C}{C_R} = \frac{N_T}{2N_D}, \quad (11)$$

C_R 是所加固定反向偏置电压下二极管电容. 由 (11) 式就可求出耗尽层中深能级平均浓度.

有一点需要指出, 严格来说 (8) 式应改写成^[18]

$$e_n = \sigma_n \nu_n N_c \exp \left[-\frac{\Delta G_n}{kT} \right], \quad (12)$$

其中 ΔG_n 是电子由深能级跃迁到导带时吉布斯自由能的改变量. 电子跃迁时温度是恒定的, 有

$$\Delta G_n = \Delta H_n - T \Delta S_n. \quad (13)$$

ΔS_n 与 ΔH_n 分别是电子跃迁时熵与焓的改变量. 文献[19]讨论了 ΔS_n 在深能级电子热发射问题中的作用.

2. 双相关深能级瞬态谱^[8]

根据 DLTS 原理, 在反向偏压为 V_b 的二极管上叠加一个脉冲电压, 使反向偏压减至 V_p , 相应的耗尽区宽度从 $x(V_b)$ 减至 $x(V_p)$. 脉冲过后相应的电容瞬态是 $\Delta C_0(1 - e^{-t/\tau_n})$. 如果在第一个脉冲之后间隔一定时间, 在二极管上施加另一个幅度较小的脉冲电压, 使偏压减至 V'_p , 耗尽区相应地减至 $x(V'_p)$, 第二个脉冲过后的电容瞬态是 $\Delta C'_0(1 - e^{-t/\tau_n})$, $\Delta C'_0$ 小于 ΔC_0 , 显然, $(\Delta C_0 - \Delta C'_0)$ 反映了两个脉冲所规定的“观测区” $[x(V_p), x(V'_p)]$ 内深能

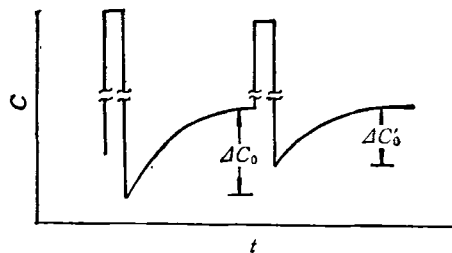
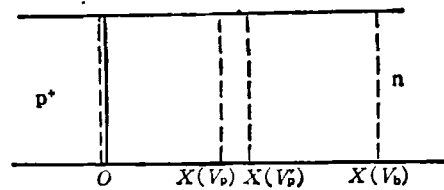


图4 双脉冲所确定的观测区及相应的电容瞬态

级的贡献(见图4)。若固定双脉冲的高度而改变 V_b , 则可使观测区在体内扫过, 因而可以测定深能级的性质作为深度的函数, 如浓度分布、发射率对电场的依赖关系等。

实际做法是在第一个脉冲之后用一个双通道 Boxcar 对其产生的电容瞬态在 t_1 与 t_2 时刻进行取值, 其差值输出是 $S_1(T) = \Delta C_0(e^{-t_1/\tau_n} - e^{-t_2/\tau_n})$ 。同样, 用另一个双通道 Boxcar 对第二个脉冲后的电容瞬态在相同的延迟时间 t_1 与 t_2 取样, 得 $S_2(T) = \Delta C'_0(e^{-t_1/\tau_n} - e^{-t_2/\tau_n})$, $S_1(T)$ 与 $S_2(T)$ 的差值输出是

$$S(T) = S_1(T) - S_2(T) \\ = (\Delta C_0 - \Delta C'_0)(e^{-t_1/\tau_n} - e^{-t_2/\tau_n}). \quad (14)$$

它反映了观测区 $[x(V_p), x(V'_p)]$ 内深能级的贡献。(9)和(14)式的差别只在于常数因子由 ΔC_0 改为 $(\Delta C_0 - \Delta C'_0)$, 因此在 DDLTS 中(10)式同样成立, 即 DDLTS 确定能级和俘获截面的方法与 DLTS 是一样的。显然, 在观测区中, 深能级的浓度正比于 $(\Delta C_0 - \Delta C'_0)$, 具体计算浓度分布的公式比较复杂, 这里不作介绍。

利用 DDLTS 测量某种深能级在不同条件下的浓度分布就可以研究其运动的规律, 这对于了解深能级的性质是十分有益的。另外, 由于观测区是建立在体内, 因此表面的影响可以消除。在测量中若保持脉冲幅度不变而通过改变偏置电压来使观测区在体内移动, 如果体内浅杂质分布基本均匀, 则各个观测区基本上都处于相同的电场下, 从而可以消除耗尽层中各处电场不同所造成的对发射率的影响。这是双相关技术比 DLTS 优越的地方。

3. 恒定电容下的电压瞬态方法 (CCVT)^[11,20,21]

DLTS 和 DDLTS 都是对脉冲后的电容瞬态直接进行率窗处理。由于脉冲后耗尽区宽度是随时间而变化的, 使得计算耗尽层边缘区的影响变得十分复杂。实际上瞬态电容按指数关系变化的必要条件之一是深能级浓度远小于浅杂质浓度, 当深能级浓度很高时, 根据电容瞬态来计算深能级浓度就有很大误差。而恒定电

容下的电压瞬态方法不受这样的限制。

CCVT 的基本原理就是把注入脉冲后的电容瞬态信号经放大后正反馈到二极管上, 使偏置电压同步地变化, 电容瞬态大时反馈电压也大, 从而保持耗尽层宽度与结电容基本不变, 而这时加在二极管上的电压却是随时间变化的, 电压瞬态为 $\Delta V = \Delta V_0(1 - e^{-t/\tau_n})$, 对这个电压瞬态可以有多种处理方法, 例如可以在恒温下描出整个瞬态来进行分析, 也可以对这个电压瞬态进行与前面相同的率窗处理, 这就是恒定电容深能级瞬态谱 (CCDLTS)。在求能级和俘获截面方面 CCDLTS 和 DLTS 是一样的。可以证明在利用电压瞬态来求浓度时不要求 $N_T \ll N_D$ 。由于在 CCVT 中耗尽层宽度在瞬态过程中保持不变, 这使有关的理论计算大大简化, 比较复杂的问题也可以处理, 例如在有多个浓度很大的深能级存在的情况下测它们各自的分布^[22]。

4. 少数载流子陷阱谱 (MCTS)^[17]

如果深能级与决定导电类型的浅能级位于禁带的同一半侧, 这样的深能级称为多子陷阱。如果深能级与决定导电类型的浅能级位于禁带的不同半侧, 这样的深能级称为少子陷阱(更严格的定义见文献[23])。前面介绍的 DLTS 等三种方法适合于多子陷阱的测量, 在少子陷阱的测量方面有较大限制。为了克服这个困难, 发展了几种把光激发和电学测量结合起来的方法, 这里只简单介绍少数载流子陷阱谱 (MCTS)。

以 n 型肖脱基二极管为例。二极管始终保持反向偏置, 以光子能量略大于禁带宽的光脉冲照射半导体, 在体内产生电子空穴对, 电子被空间电荷区的电场扫向体内, 空穴扩散漂移进入空间电荷区并被空穴陷阱所俘获。只要光脉冲足够强, 光脉冲宽度足够宽, 可以使空间电荷区中的少子陷阱得到饱和填充。光脉冲过后填充在少子陷阱上的空穴将以一定的时间常数热发射, 从而产生电容瞬态。利用 DLTS 方法对这个电容瞬态进行处理就可得到少子陷阱的基本参数, 如能级位置、俘获截面、浓度等。在 MCTS 测量中, 为了减小耗尽层中

复杂的激发过程的影响,一般要求满足条件 $W \ll L < \frac{1}{\alpha}$, 其中 L 是少数载流子扩散长度, α 是光吸收系数。对于大多数中等掺杂的间接禁带半导体,这个条件是满足的。因此, MCTS 更适合间接禁带半导体中少子陷阱的测量。

总之,结谱方法有许多优点:(1)灵敏度高,可探测微量的深能级杂质缺陷(比浅杂质小四个量级);(2)其中的 DLTS 方法及从它发展出来的方法中,一个峰对应一个能级,峰高反映了深能级的浓度,因而直观性强;(3)可直接测量深中心对载流子的俘获截面;(4)能测量深能级杂质缺陷在空间的分布;(5)无论是辐射中心还是无辐射中心,也不管深中心电子是否配对,都可以用这种方法进行测量。此外,结谱方法相对来讲要求的设备简单,因此近年来在深能级杂质缺陷的研究中得到广泛应用。结谱方法也有局限性,它不能给出深能级杂质缺陷的微观结构,因此要想对深能级杂质缺陷的性质有全面深入的了解,必须与其它方法相结合。

参 考 文 献

- [1] J. Bernholc et al., *Phys. Rev. Lett.*, **41**(1978), 895.
 [2] G. A. Baraff et al., *Phys. Rev. Lett.*, **41**(1978), 892.
 [3] B. G. Cartling, *J. Phys. C*, **8**(1975), 3171, 3183.
 [4] G. G. Deleo et al., *Phys. Rev. B*, **23**(1981), 1851.
 [5] G. D. Watkins and J. W. Corbett, *Phys. Rev.*, **121** (1961), 1001.
 [6] B. C. Cavenett, *Advances in Physics*, **30**(1981), 475.
 [7] D. V. Lang, *J. Appl. Phys.*, **45**(1974), 3023.
 [8] H. Lefevre, M. Schulz, *IEEE Trans. Electron Devices*, **ED-24**(1977), 973.
 [9] T. H. Ning, C. T. Sah, *Phys. Rev. B*, **4**(1971), 3482.
 [10] L. Forbes, C. T. Sah, *Solid State Electronics*, **14** (1971), 182.
 [11] N. M. Johnson et al., *The Physics of SiO₂ and Its Interface*, edited by S. T. Pantelides, Pergamon, New York, (1978), 421.
 [12] Mitonneau, *Inst. Phys. Conf. Series*, **33a**(1977), 73.
 [13] A. Chantre et al., *Phys. Rev. B*, **23**(1981), 5335.
 [14] Ch. Hurtes et al., *Appl. Phys. Lett.*, **32**(1978), 821.
 [15] J. K. Rhee et al., *J. Appl. Phys.*, **53**(1982), 4247.
 [16] R. Brunwin, B. Hamilton, *Electronics Letters*, **15** (1979), 349.
 [17] C. T. Sah et al., *Solid State Electronics*, **13**(1970), 759.
 [18] O. Engström and A. Alm, *Solid State Electronics*, **21**(1978), 1571.
 [19] 秦国刚、姚秀琛, *中国科学*, A 辑, No. 5(1984), 422.
 [20] G. Goto et al., *Appl. Phys. Lett.*, **23**(1973), 150.
 [21] J. A. Palo, *Solid State Electronics*, **17**(1974), 1139.
 [22] 秦国刚, C. T. Sah., *Solid State Electronics*, **25** (1982), 1045.
 [23] 阮圣央、张砚华、郑秉茹、杨锡权、吉秀江, *半导体学报*, **4**(1983), 531.

1985年第8期《物理》内容预告

米的最近定义与稳频激光器(赵克功);粒子物理学展望(洗鼎昌);新型非线性光学材料——有机分子晶体与共轭聚合物晶体(肖定全等);离子注入的辐照损伤(孙慧龄等);关于工业部门与高等院校协作研究的若干问题(K.A. 史密斯);冶金工业的技术改造需要物理人才(董绍章等);加速器质谱计(蒋崧生);测

定倒扭摆内耗仪的研制简讯(朱震刚等);双玻璃珠阵列的准相位共轭器(马建等);集成电路中的物理问题第五讲:金属-半导体接触的电流机制(叶良修);简并四波混频与位相复共轭(I)(叶佩弦等);赵友钦对中国古代光度学的贡献(李鹏举);固体中可能存在两种新效应(陈竹年)。