

电子辐照 InP 的体内和界面缺陷研究*

彭 承 孙恒慧

(复旦大学现代物理研究所)

1986年10月29日收到

提 要

本文用电子辐照的方法在 n 型 InP 中引入缺陷,并以深能级瞬态谱为基础,结合多种实验方法和理论计算,对缺陷的结构作了较为系统的研究和分析。首先,根据空位的引入和迁移模型,从理论上计算出 In 和 P 单空位的引入率和消失温度,经与实验结果比较,鉴别出室温电子辐照后 InP 中主要的缺陷是以络合结构的形式存在的。文中还推导了连续界面态与 DLTS 信号的关系式。根据这一关系式,经计算机运算,证实辐照前 InP DLTS 谱中的某一个宽峰是由界面电子的发射和俘获所引起。从实验还发现,经电子辐照后该峰明显变小,反映了界面态密度的降低,结合表面光电电压法对表面复合速率的估算,进一步证明辐照确能减小 InP 与 L-B 膜之间的界面态。

一、引 言

InP 是一种具有与太阳光谱峰值能量相应的禁带宽度及较高电子迁移率的新型 III-V 族化合物材料。它作为微波器件、光集成电路和太阳能电池的衬底材料具有相当诱人的应用前景。然而,目前 InP 的应用水平却不甚理想,其原因主要在于该材料的表面和体内均存在着一定的缺陷。用电子辐照的方法人为地引入缺陷,并研究它们的结构,对提高 InP 材料的质量具有一定的意义。电子自旋共振(EPR)能较好地给出缺陷的对称信息,但应用于 III-V 族化合物时却因被测对象具有很大的核自旋而存在一定的困难^[1]。用 DLTS 方法研究这些缺陷的引入率和退火特性并与理论计算结果比较,也可以鉴别出缺陷的结构,并且较为简便有效。文献[2]曾用这一方法对 GaAs 的电照缺陷的结构作了鉴别。鉴于目前对 InP 电子辐照缺陷的测量数据较少,且局限于对某些电学参数的简单罗列,各自的离散性亦较大^[3-5],本文将在系统测量的基础上,对 InP 的电照缺陷结构作出一定的鉴别,并同时详细研究了 InP 电子辐照的界面效应。

二、样品的制备及有关测量结果

样品为非故意掺杂 n 型 InP, (100) 晶面,室温时的电子浓度为 10^{16} cm^{-3} 左右。DLTS 测量所用的样品被制成 MIS 结构的肖脱基结,以获得较高的零偏势垒(约 1eV)。

* 中国科学院科学基金资助的课题。

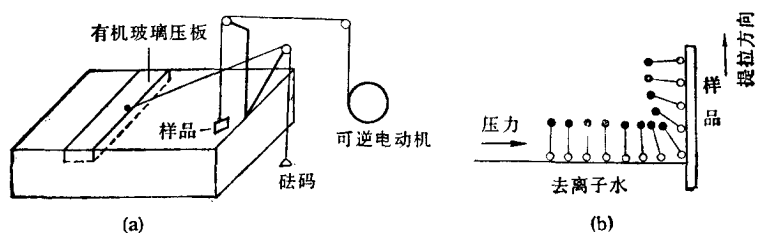


图1 L-B 膜的生长

该结构中的绝缘层是厚为 $25 \text{ \AA}$ 的有机高分子膜 (Langmuir-Blodgett 膜^[6]), 它是在图 1(a) 所示的设备中生长的。该过程简述如下: 先在盛满水的容器中滴入少许花生酸的苯溶液, 待它们在表面均匀分布开来后, 加上砝码使有机玻璃板在液面移动, 由于它的压缩, 花生酸分子在水面成竖直状排列。然后将背面已经做好欧姆接触 (蒸 In 并在高温下合金) 的 InP 样品快速浸入容器中, 通过电动机的缓慢提升, 使高分子膜吸附于样品表面 (见图 1(b))。这种生长过程比较简便, 且在室温下进行, 避免了对缺陷的高温退火效应。有机膜在表面形成后, 再淀积金点, 这时须注意保持样品处于不太高的温度状态, 以免引

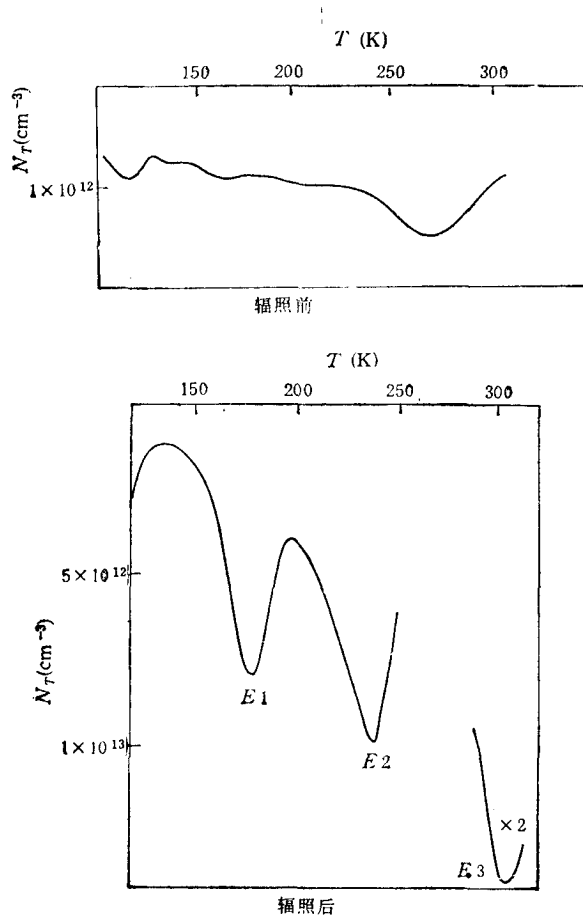


图2 辐照前后的 DLTS

起膜层脱附。室温电子辐照在 MIS-肖脱基结形成前进行,电子束能量为 2MeV,束流密度分别取 0.833 和 $12.69 \mu\text{A}/\text{cm}^2$,采用不同的辐照剂量 φ 对样品照射。

对辐照后样品的 C-V 测量表明,InP 载流子密度 n_0 及器件势垒高度与辐照前相比无明显差别,不同的辐照剂量亦未引起 n_0 呈趋势性变化 (φ 的变化范围为 1.1—1.2 eV, n_0 的变化范围为 $(6.2\text{—}7.4) \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$)。用等光伏的表面光电电压法测得少子寿命在辐照前后分别为 $1.26 \times 10^{-8} \text{s}$ 和 $1.29 \times 10^{-9} \text{s}$ 。而理论算得的平均直接复合时间为 $1.98 \times 10^{-8} \text{s}$ [7],与前者大致相等。这说明辐照前体内并不存在很强的少子复合中心。辐照后寿命的降低反映了辐照引入的深能级对少子的间接复合作用。

用以锁相放大器为率窗的 DLTS 系统测得辐照前后的 DLTS 如图 2 所示,其中的纵坐标已经换算为能级的浓度坐标。可以看出,辐照前除了一个宽峰外基本上不存在浓度大于 10^{12}cm^{-3} 的深能级。通过改变率窗可知该峰对应的表观能级 E_t 为 0.6eV。辐照后的三个 DLTS 峰值对应着禁带中三个不同位置的多子能级。经测量它们的引入特性和退火特性后,将各有关参数列于表 1。其中 E_t 为能级在导带下的位置, σ_n' 为电子热俘获截面,它是通过 $\log e^{-\frac{1}{T}}$ 图的截距计算得到的。 IR 为引入率, E_d 为退火激活能量。为了便于对照,表 1 还给出了近年来文献中与这三个能级位置相近的能级编号。

表 1 辐照能级及其特性

编 号	E_t (eV)	$\sigma_n'(\text{cm}^2)$	$IR(\text{cm}^{-1})$	$E_d(\text{eV})$	文 献 [3] [4] [5]
E1	0.34	5.0×10^{-14}	3.04×10^{-3}	0.33	E2 E7 E2
E2	0.51	4.5×10^{-12}	2.94×10^{-3}	0.27	E3.4 E8 E3
E3	0.70	5.6×10^{-18}	8.39×10^{-3}		E5 E9

三、辐照缺陷的结构鉴别

1. 空位的引入率

电子辐照缺陷的引入是通过入射电子与晶格原子之间的 Rutherford 散射使原子偏离原平衡位置而实现的。考虑到电子作为一种微观粒子的量子效应及晶格电子与入射电子之间的相互作用,本文仿照文献 [8] 的方法,用 Green 函数解 Schrödinger 方程,加上相对论考虑,推导出电子辐照生成的初级缺陷的引入率为

$$IR = \pi \left[\frac{Z' e^2 \gamma}{m c^2 (r^2 - 1)} \right]^2 \left[\left(\frac{T_m}{T_d} - 1 \right) - \frac{r^2 + 1}{r^2} \ln \frac{T_m}{T_d} + \alpha \pi Z \frac{r^2 - 1}{r^2} \left(2 \frac{T_m}{T_d} - 2 - \ln \frac{T_m}{T_d} \right) \right] \times N, \quad (1)$$

其中 $T_m = 2 \frac{m}{M} E \left(2 + \frac{E}{m c^2} \right)$; $r = 1 - \frac{v^2}{c^2}$; $\alpha = \frac{1}{127}$. T_d 为原子位移的阈值能量; m 为电子质量; M 为原子质量; N 为晶体单位体积中所含的原子数。有效核电荷数 Z' 等于 $Z - f(\theta)$, Z 为原子的核电荷数, $f(\theta)$ 为与原子周围电子云分布有关的屏蔽因子,

为简单起见, 本文将它取为内壳层电子数。(1) 式与一般常用的 Mckinley^[9] 原子碰撞截面的表式基本相似, 只是其中的核电荷数 Z 被 Z' 所代替。这显然是由于后者对原子核周围内壳层电子的屏蔽效应未予考虑的缘故。

将文献 [10] 对空位产生焓的理论计算值代替 (1) 式中的 T_d (忽略空位产生熵), 可以得到 In 和 P 单空位的引入率分别为 0.04cm^{-1} 和 0.22cm^{-1} 。将该结果与实测引入率 (见表 1) 比较, 可以发现辐照生成各能级的引入率之和小于理论对 In 和 P 单空位引入率的计算值, 这反映了实际样品中存在的是比初级缺陷形成过程更为复杂的络合缺陷。另一方面, 如果不采用有效核电荷近似而直接应用 Mckinley 公式, 则理论算得的 In, P 空位引入率均大于 1, 不能与实验测得的低温 (25K) 电照的初级缺陷引入率 ($< 0.2\text{cm}^{-1}$)^[11] 相符。而经 Z' 近似后的引入率值却与实测结果相近, 这说明了该近似的合理性。

2. 空位的消失温度

为了完整地论证有关样品中仅存在络合缺陷的结论, 本文研究了空位的消失过程, 即在高温下空位获得能量后发生迁移而恢复原完整晶格或与其它缺陷相互作用形成缺陷络合体。它可以简化为 Van Venchten 的空位迁移模型^[10]。根据这一模型可推出空位迁移焓的代数表式为

$$H = \frac{1}{2} M_0 (Fdk\Theta_D/\hbar)^2, \quad (2)$$

其中 Θ_D 为晶体的 Debye 温度; F 对金刚石等结构的晶体取值为 0.9; d 为空位与最近邻原子间距; M_0 为填充空位的原子质量。本文将此式的应用范围拓广到 GaAs, InP 这类具有离子键性质的化合物半导体上。注意到 Ga 和 As 的空位的迁移焓大致相同, 表示为 H_{GaAs} 。由 (2) 式计算出 In 和 P 空位的迁移焓与 H_{GaAs} 之比值分别为: $\frac{H_{\text{InP}}^{(\text{In})}}{H_{\text{GaAs}}} =$

1.3 和 $\frac{H_{\text{InP}}^{(\text{P})}}{H_{\text{GaAs}}} = 0.35$ 。晶体中空位浓度与焓之间的关系为 $n = n_0 \exp(H/kT)$, 其中 n_0 为

比例常数。当温度高到一定程度时, n/n_0 接近于 1, 这时空位浓度很小, 此温度即可认为是空位消失温度 T^d 。当 GaAs 和 InP 分别处于各自的空位消失温度时, 有 $\left(\frac{n}{n_0}\right)_{\text{InP}} =$

$\left(\frac{n}{n_0}\right)_{\text{GaAs}}$, 即: $\frac{H_{\text{InP}}^{(\text{In,P})}}{H_{\text{GaAs}}} = \frac{T_{\text{InP}}^{d(\text{In,P})}}{T_{\text{GaAs}}^d}$ 。Lang^[12] 测出 T_{GaAs}^d 约为 500K, 于是 $T_{\text{InP}}^{d(\text{In})} = 650\text{K}$;

$T_{\text{InP}}^{d(\text{P})} = 175\text{K}$ 。P 空位的消失温度低于室温, 故经室温电照, 单独的 P 空位一经产生很快就消失了。In 空位的消失温度虽然很高, 但由前面计算出的单空位引入率值可知, 它的生成比 P 空位来得困难, 故其存在几率亦较小。所以经室温电子辐照, InP 中基本上不存在单独的空位。

四、辐照对界面缺陷的作用

测量中发现图 2 的宽峰高度与 MIS-肖脱基结制备时表面处理方法有关, 而且峰高随

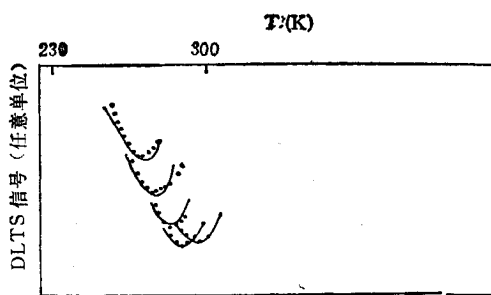


图3 实测 DLTS 的计算机模拟
.....为理论值; ——为实测值

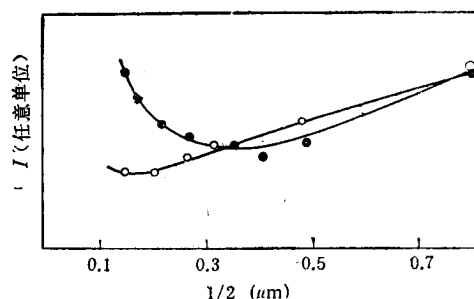


图4 辐照前后 $I-1/\alpha$ 曲线的拟合
●为辐照前的实测值; ○为辐照后的实测值; ——为理论值

率窗的变化较正常情况为大(见图3中实线所示)。由此推测这个宽峰可能与连续界面态有关。根据附录的推导,在同时存在界面态俘获与发射的条件下,DLTS信号 A 与界面态密度 N_{ss} 的关系式为

$$A = \frac{f \cdot C^2(\infty)}{N_D \varepsilon_s \varepsilon_0} \int_{E_{F(0)}}^{E_F(\infty)} N_{ss}(E_s) \frac{e_{ns} \cdot \exp[-(e_{ns} + n_s c_{ns})t_0]}{(e_{ns} + n_s c_{ns})^2} \cdot \{\exp[-(e_{ns} + n_s c_{ns})1/2f] - 1\}^2 dE_s, \quad (\text{A.2})$$

其中 e_{ns} 和 $n_s c_{ns}$ 分别为界面态的发射率和俘获率; E_F 为表面Fermi能级的位置; f 为锁相放大器的参考频率。如果已知界面态密度分布 $N_{ss}(E)$ 及 $n_s c_{ns}$,则可以由积分计算不同温度(对应于不同的发射率)下的 A 值,并可改变 f (对应于测量中改变率窗),算出不同频率下的DLTS图谱,与实验结果作直接比较。

根据以L-B膜为绝缘层的MIS InP器件界面态密度的实验数据^[13],本文用最小二乘法得到了 N_{ss} 的代数表式为

$$N_{ss}(E_s) = 10^{(13.79 - 15.07E_s + 34.43E_s^2 - 34.56E_s^3)}. \quad (3)$$

考虑到实际InP的MIS-肖脱基结中存在一定的反向漏电流 I_R ,它破坏了势垒区的理想耗尽条件。假设势垒中的自由电子完全由反向漏电引入,则

$$n_s c_{ns} = \frac{I_R \sigma_{ns} v_{th}}{q A v_m}, \quad (4)$$

其中 A 为肖脱基结面积。 v_{th} 为电子热运动速率,在室温(即该宽峰出现的温度)附近, $v_{th} = 4 \times 10^7 \text{ cm/s}$;界面电子俘获截面 $\sigma_{ns} = 5 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$ ^[14]。在势垒区平均电场作用下电子漂移速率 v_m 为 $3 \times 10^7 \text{ cm/s}$ 。从实验上导出被测样品的 I_R 与温度 T 的关系式为 $I_R = 2.935 \exp(-0.45/kT)$ 。将这些数值代入(4)式,结合(3)式,用计算机对(A.2)式进行积分运算,可得在各率窗值下的DLTS如图3中虚线所示,它与实测谱(图3中实线)基本符合,从而证实了该宽峰系由界面态引入的推测。

值得注意的是上述宽峰的高度在辐照后急剧减小,这意味着电子辐照能够减小InP的界面态密度。为了进一步证实这一结论,本文用表面光电压谱(SPV)对样品的表面复合速率作了估算。这方面的早年研究往往忽略表面复合速率对测量结果的影响,如果以适当的边界条件加入这一因素,则在表面光电压保持恒定时,入射光强 I 和半导体的吸收

系数 α 之间的关系变为^[15]

$$I = \frac{(J^c/q)((1/\alpha) + L_p)(1 + kT\mu_n/qSF_1) \cdot F_1}{((1/\alpha) + L_p)(1 + kT\mu_n/qSF_2)F_2 - (1 + kT\mu_n/qS \cdot F_1)F_1(1/\alpha)\exp(-\alpha w)}, \quad (5)$$

其中 $F_1 = \frac{kT}{qE_0}$; $F_2 = \frac{kT}{q} \left(\frac{kT\alpha}{q} + E_0 \right)^{-1}$; $E_0 = \frac{qN_D}{\epsilon_s \epsilon_0} w$; w 为势垒宽度, s 为表面复合

速率, J^c 为短路电流密度, μ_n 为多子迁移率。在 $1/\alpha$ 很小时, $I-1/\alpha$ 关系将偏离线性关系, 这是由 $s \neq 0$ 所引起的。考虑到室温下大量电离杂质散射的影响, 取 $\mu_n = 100 \text{ V/s} \cdot \text{cm}$ (忽略辐照对 μ_n 的影响)。在各种 s 值下按 (5) 式计算 $I-1/\alpha$ 曲线, 通过与实验点的拟合可最终确定 s 。据此, 本文对辐照前后 SPV 实验曲线作了拟合 (见图 4), 得到参数 s 分别为 10^8 cm/s 和 10^6 cm/s , 也就是说辐照后表面复合速率明显下降, 证实辐照确有降低界面态密度的作用。

五、结 语

实验较为系统地研究了电子辐照在 n 型 InP 中所引入的缺陷特性, 测量了包括载流子密度、少子寿命、能级位置、引入率和退火激活能量在内的各项特性参数。理论上修正了 McKinley 公式, 计算出 InP 中 In 和 P 单空位的引入率。从该引入率远大于实际测得的三个能级的引入率之和这一事实, 推断出室温电子辐照后 InP 中存在的缺陷是络合结构。进一步运用 Van Vechten 的空位迁移模型, 计算了 In 和 P 单空位的退火消失温度, 同时考虑二者的引入率之差别, 合理地解释了上述结论。实验还详细推导了用 DLTS 方法测量界面态密度的有关公式, 经计算机数值运算证明了辐照前 DLTS 谱中的宽峰系由界面态所引起。它在辐照后的消失, 反映了界面态密度的下降, 这一结论与用 SPV 法所估算的辐照后表面复合速率下降的结果相互印证。这些效应的发现, 有望对 InP 器件在辐射条件下及外层空间的应用提供一定的参考。

在工艺制备方面, 得到了本校半导体物理教研室盛饒、任云珠等同志的指导。L-B 膜的工艺设备是在激光教研室章志鸣教授的指导下建立的。材料研究所的部分同志给予了有益的合作。在此一并致以衷心的感谢。

附 录

设界面态密度分布为 $N_{it}(E)$, 在 t 时刻处于界面上能量为 E_i 的电子数为 $n_{it}(E_i, t)$, 它满足下式:

$$\frac{dn_{it}(E_i, t)}{dt} = -e_{ni}n_{it}(E_i, t) + c_{ni}n_i[N_{it}(E_i) - n_{it}(E_i, t)], \quad (\text{A} \cdot 1)$$

式中 n_i 为表面载流子密度, c_{ni} 为表面电子俘获系数, e_{ni} 为表面电子发射率, 它可以表示为

$$e_{ni} = \sigma_{ni}v_{th}N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_i}{kT}\right),$$

σ_{ni} 为表面电子俘获截面, v_{th} 为电子热运动速率, N_c 为导带状态密度。

解 (A.1) 式并代入 $t=0$ 时 $n_{it}(E_i, 0) = N_{it}(E_i)$ 的初始条件可得

$$n_{ss}(E_s, t) = N_{ss} \left\{ \frac{e_{ns}}{e_{ns} + n_s c_{ns}} \exp[-(e_{ns} - n_s c_{ns})t] + \frac{n_s c_{ns}}{e_{ns} + n_s c_{ns}} \right\}.$$

由于界面态仅局限在半导体近表面很薄一层内,对 n 型半导体可写出势垒区中的一维 Poisson 方程如下:

$$-\frac{d^2 V}{dx^2} = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon_s} N_D - \frac{q^2}{\epsilon_0 \epsilon_s} n_{ss}(E_s, t) \frac{dV_s}{dx} \delta(x),$$

其中 x 为界面指向体内的空间坐标, V_s 为表面势, $\delta(x) = \begin{cases} 1 & x=0 \\ 0 & x \neq 0 \end{cases}$. 对该式积分可得势垒区中的电压降随势垒宽度 w 的变化为

$$V_0 - V = -\frac{qN_D}{2\epsilon_s \epsilon_0} w^2(t) + \int_0^{w(t)} \left[\int_{V_s(0)}^{V_s(t)} \frac{q^2}{\epsilon_s \epsilon_0} n_{ss}(E_s, t) dV_s \right] dx,$$

其中 V_0 为零偏势垒高度. 在绝缘层上的电压降为

$$V_{ox} = \frac{1}{C_{ox}} \int_0^{w(t)} \left[-qN_D + q^2 n_{ss}(E_s, t) \frac{dV}{dx} \delta(x) \right] dx,$$

在 MIS-肖脱基器件两端的总电压降为

$$\begin{aligned} V_{tot}(t) = & -\frac{qN_D}{2\epsilon_s \epsilon_0} W^2(t) + \int_0^{w(t)} \left[\int_{V_s(0)}^{V_s(t)} \frac{q^2}{\epsilon_s \epsilon_0} n_{ss}(E_s, t) dV_s \right] dx \\ & - \frac{1}{C_{ox}} qN_D W(t) + \frac{1}{C_{ox}} q^2 \int_{V_s(0)}^{V_s(t)} n_{ss}(E_s, t) dV_s. \end{aligned}$$

该电势差由外加电源提供,在整个发射过程中保持不变,即有: $V_{tot}(\infty) = V_{tot}(t)$. 因 DLTS 测量的是高频电容,在一级近似下,积分 $\int_0^{w(t)} \left[\int_{V_s(0)}^{V_s(t)} \frac{q^2}{\epsilon_s \epsilon_0} n_{ss}(E_s, t) dV_s \right] dx$ 项可以忽略(它代表了界面态电容),将 w 写成总电容 C 的函数,并经适当合并后可得

$$-\frac{q\epsilon_0 \epsilon_s N_D}{2} \left[\frac{1}{C^2(\infty)} - \frac{1}{C^2(t)} \right] = q^2 \frac{1}{C(\infty)} \int_{V_s(\infty)}^{V_s(t)} n_{ss}(E_s, t) dV_s.$$

近似认为 $\frac{C(t) + C(\infty)}{C^2(t)C^2(\infty)} = \frac{2C(\infty)}{C^4(\infty)}$, 并注意到表面势与表面能量之间的微分关系 $q dV_s = -dE_s$, 则上式可

简化为

$$C(t) - C(\infty) = \Delta C(t) = -\frac{C^2(\infty)}{N_D \epsilon_s \epsilon_0} \int_{E_F(t)}^{E_F(\infty)} n_{ss}(E_s, t) dE_s,$$

其中 $E_F(t)$ 和 $E_F(\infty)$ 分别指 t 时刻及 $t = \infty$ 时刻表面 Fermi 能级的位置. 如果将这一电容的变化量输入锁相放大器(该设备在 DLTS 测量系统中用作率窗),则输出信号为

$$\begin{aligned} A = & \frac{1}{T_m} \left[\int_{t_0}^{T_m/2+t_0} \Delta C(t) dt - \int_{T_m/2+t_0}^{T_m+t_0} \Delta C(t) dt \right] \\ = & \frac{C^2(\infty)f}{N_D \epsilon_s \epsilon_0} \int_{E_F(0)}^{E_F(\infty)} N_{ss}(E_s) \frac{e_n \exp[-(e_{ns} + n_s c_{ns})t_0]}{(e_{ns} + n_s c_{ns})^2} \\ & \cdot \{ \exp[-(e_{ns} + n_s c_{ns})t_g/2] - 1 \}^2 dE_s, \end{aligned} \quad (A.2)$$

其中 $t_0 = t_g - t_p$, t_p 为注入脉冲宽度, t_g 为闸门宽度. $T_m = \frac{1}{f}$ 为锁相放大器的周期. 为了积分方便, (A.2) 式中对积分上下限做了 $E_F(t) \approx E_F(0)$ 的近似

参 考 文 献

- [1] R. K. Watts, Point Defects in Crystals, (1977).
- [2] D. Pons and J. C. Bourgoin, *J. Phys. C*, **18** (1985), 3839.
- [3] P. R. Tapster, *J. Crystal Growth*, **64** (1983), 200.
- [4] N. Levinson *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **40** (1982), 990.
- [5] J. Suski *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **54** (1983), 2852.
- [6] C. S. Winter *et al.*, *IEE Proc.*, **16**(4), (1984), 125.
- [7] K. Kressel, Semiconductors and Semimetals, Vol. 16, Chap. 1, (1981), p. 1.
- [8] N. F. Mott and H. S. Massey, The Theory of Atomic Collision, 2nd ed. Chap. 9, (1949).

- [9] J. Bourgoin and M. Lannoo, *Point Defects in Semiconductors II*, (1983), p. 231.
- [10] J. A. Van Vechten, *Phys. Rev.*, **B12** (1975), 1247
- [11] J. Suski *et al.*, *Solid State Commun.*, **49** (1984), 875.
- [12] D. V. Lang *et al.*, *Phys. Rev.* **B15** (1977), 4874.
- [13] H. Hasegawa and T. Sawada, *Thin Solid Films*, **103** (1983), 119.
- [14] M. C. Chen *et al.*, *Appl. Phys. Lett.*, **44** (1984) 790.
- [15] A. R. Moore, *J. Appl. Phys.*, **54** (1983), 222.

THE BULK AND INTERFACE DEFECTS IN ELECTRON IRRADIATED InP

PENG CHEN SUN HENG-HUI

(*Institute of Modern Physics, Fudan University, Shanghai*)

ABSTRACT

Systematic studies on the structure of defects in InP caused by electron irradiation are conducted basing on the experimental measurements and theoretical calculations. The introducing rates and annealing out temperatures of In and P vacancies are estimated using proper theoretical models. These calculations reveal that after room temperature irradiation only complexes may exist. It is also supported by our experimental data that the sum of introducing rates of three detected levels are less than the theoretical value calculated for single vacancies.

According to our equation on the relation between interface states and DLTS signal and result of computer calculation we believe that the broad peak appeared in DLTS diagram before irradiation is related to interface states. Its disappearance after electron irradiation suggests the reduction of interface state, this is further confirmed by the reduction of surface recombination rate derived from the result of surface photo voltage measurement.