

应用 K-K 关系测量高掺杂 III-V 族化合物 半导体的电学参数

徐谨民 邵丽影* 王永泰 林 林

(南开大学测试中心)

摘要——基于 K-K 关系对高掺杂 III-V 族化合物半导体 N-GaAs 和 N-InP 的反射谱用 170SX 型 FT-IR 仪器在 $50\sim 2750\text{ cm}^{-1}$ 范围进行了数据处理, 求出等离子体频率 ω_p 、阻尼系数 γ 、载流子浓度 n 、迁移率 μ 、电阻率 ρ 等重要的电学参数。

一、前 言

一般采用电测法测量高掺杂半导体的电学参数, 但电测法对样品有破坏性, 因此具有局限性, 而光测法可避免这一缺点。目前大多只用光测法测量载流子浓度 n , 而且测量是以反射谱的等离子体高频反射边为依据的^[1~3], 由于载流子浓度 n 与等离子体高频反射边反射率 R 最低处频率的函数关系比较复杂, 所以在测试时需要一系列标准样品进行曲线校正。另外,

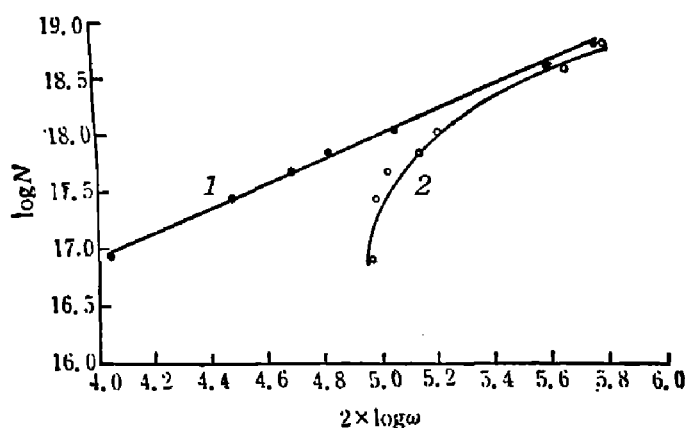


图1 常规光测法与本文光测法的对照

1— $\log n$ 与 $2\log \omega_p$ 的关系曲线; 2— $\log n$ 与 $2\log \omega_{R_{\min}}$ 的关系曲线

Fig. 1 Comparison of the results obtained from the normal optical measurement and the method of this paper.

本文 1986 年 11 月 18 日收到。修改稿 1987 年 3 月 7 日收到。

* 南开大学物理系

当载流子浓度较低时, 高频反射边随 n 的位移很不敏感, 将导致很大的测量误差。我们的方法是从高掺杂样品介电常数实部 ϵ_r 的色散曲线中, 得到 $\epsilon_r = 0$ 的三个特征频率 ω , 并代入基于 Drude 模型所得的相应方程, 把一个三次方程变为三元一次方程组, 从而求出等离子体频率 ω_p 与阻尼系数 γ , 由 ω_p 与 γ 即可求得载流子浓度 n 、电子迁移率 μ 、电阻率 ρ 。从图 1 可明显看出, 用本文方法测量 n 比用 R_{\min} 处频率代替 ω_p 的方法优越得多。

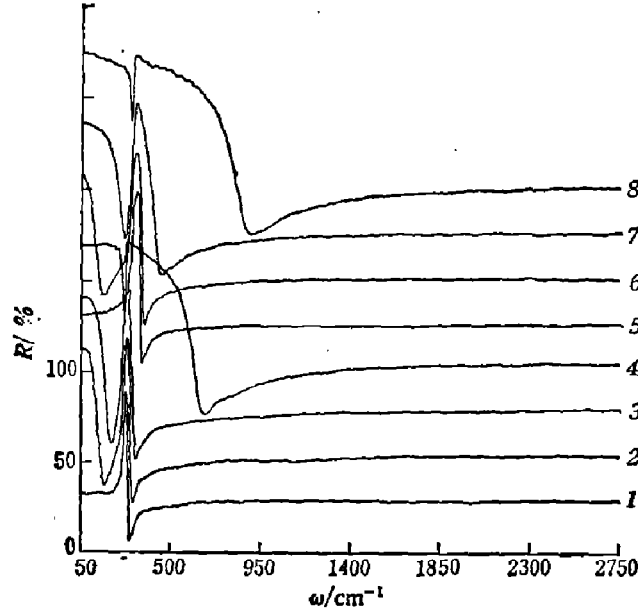


图 2 不同载流子浓度的反射谱

1~4—GaAs, 5~8—InP, 1,5—未掺杂样品(每条曲线间纵坐标移动了半格)

Fig. 2 Reflection spectra with different free carrier concentrations.

二、基本原理

对于高掺杂 N 型 GaAs 和 N 型 InP 等化合物半导体, 根据 Drude 模型^[4], 其介电常数 $\hat{\epsilon}$ 可表示为

$$\hat{\epsilon} = \epsilon_{\infty} \left(1 + \frac{\omega_L^2 - \omega_T^2}{\omega_T^2 - \omega^2 + i\Gamma\omega} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 - i\gamma\omega} \right), \quad (1)$$

其中等离子体频率

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi n e^2}{m^* \epsilon_{\infty}} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

式(1)、(2)中 ω_T 、 ω_L 和 Γ 分别为声子的横频、纵频和阻尼系数, n 和 m^* 分别为自由载流子的浓度和折合质量, e 为电子电荷, ϵ_{∞} 为远离振子共振频率处的高频介电常数 γ 为等离子体阻尼系数。若 ω_p 用波数表示, 则式(2)变为

$$n = \frac{\pi m^* c^2 \epsilon_{\infty}}{e^2} \omega_p^2, \quad (3)$$

式中 c 为真空中光速。根据经典色散理论可导出自由载流子的平均迁移速度^[5]

$$v = eE / (m^* \gamma), \quad (4)$$

其中 E 为二次散射间的平均电场。由于迁移率 μ 是单位电场作用下的平均迁移速度, 因此

$$\mu = v / E = e / (m^* \gamma). \quad (5)$$

又根据电流密度 j 的定义:

$$j = \sigma \cdot E = nev, \quad (6)$$

所以电阻率

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = m^* \gamma / (ne^2). \quad (7)$$

若 γ 的单位是 cm^{-1} , 则式(5)、(7)中的 γ 应改为 $2\pi c\gamma$ 。

由式(3)、(5)、(7)可知, 要求得 n 、 μ 、 ρ , 关键在于求出等离子体频率 ω_p 和阻尼系数 γ 。从式(1)得到介电常数实部为:

$$\epsilon_r = \epsilon_\infty \left[1 + \frac{(\omega_L^2 - \omega_T^2)(\omega_T^2 - \omega^2)}{(\omega_T^2 - \omega^2)^2 + \Gamma^2 \omega^2} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \gamma^2} \right], \quad (8)$$

令 $\epsilon_r = 0$, 可得

$$(\omega^2)^3 + A(\omega^2)^2 + B(\omega^2) + C = 0, \quad (9)$$

其中

$$\begin{aligned} A &= \gamma^2 + \Gamma^2 - \omega_L^2 - \omega_T^2 - \omega_p^2, \\ B &= \Gamma^2 \gamma^2 - \omega_T^2 \gamma^2 + 2\omega_T^2 \omega_p^2 - \omega_p^2 \Gamma^2 + \omega_L^2 \omega_T^2 - \omega_L^2 \gamma^2, \\ C &= \omega_T^2 \omega_L^2 \gamma^2 - \omega_p^2 \cdot \omega_T^4. \end{aligned}$$

式(9)是一个六次方程, 共有六个根, 其中三个负根没有意义, 三个正根是介电响应为零时的三个特征频率 ω_1 、 ω_2 、 ω_3 , 这三个特征频率可以通过实验获得: 应用 K - K 关系^[6,7] 对所测反射谱进行数据处理, 很容易得到介电常数实部的色散曲线, 从曲线中找到介电响应为零的位置即为上述三个特征根 ω_1 、 ω_2 和 ω_3 。

将 ω_1 、 ω_2 和 ω_3 代入式(9), 得到变量 A 、 B 、 C 的三元一次方程组, 求解 A 、 B 和 C , 得到 ω_p 与 γ 为

$$\omega_p^2 = \left(\omega_1^2 + \omega_2^2 + \omega_3^2 - \omega_L^2 - \omega_T^2 + \Gamma^2 - \frac{\omega_1^2 \omega_2^2 \omega_3^2}{\omega_L^2 \omega_T^2} \right) / \left(1 - \frac{\omega_T^2}{\omega_L^2} \right), \quad (10)$$

$$\gamma^2 = \omega_p^2 + \omega_T^2 + \omega_L^2 - \Gamma^2 - \omega_1^2 - \omega_2^2 - \omega_3^2. \quad (11)$$

式(10)和(11)中 ω_T 、 ω_L 和 Γ 可通过未掺杂的纯样品来解决, 因为未掺杂样品的 $\omega_p = 0$, 此时式(8)变为

$$\epsilon_r = \epsilon_\infty \left[1 + \frac{(\omega_L^2 - \omega_T^2)(\omega_T^2 - \omega^2)}{(\omega_T^2 - \omega^2)^2 + \omega^2 \Gamma^2} \right]. \quad (12)$$

当 $\epsilon_r = 0$ 时, 可得

$$(\omega^2)^2 + A'(\omega^2) + B' = 0, \quad (13)$$

其中 $A' = \Gamma^2 - \omega_L^2 - \omega_T^2$, $B' = \omega_L^2 \cdot \omega_T^2$ 。式(13)的四个根中只有两个正根有意义, 同理, 我们可由未掺杂样品的 ϵ_r 色散曲线中得到介电响应为零时的特征频率 ω_1 和 ω_2 。再代入式(13), 并应用 LST 关系^[8], 很容易求出 ω_L 、 ω_T 与 Γ :

$$\omega_L = \left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_\infty} \omega_1^2 \cdot \omega_2^2 \right)^{1/4}, \quad (14)$$

$$\omega_T = \left(\frac{\epsilon_\infty}{\epsilon_0} \cdot \omega_1^2 \cdot \omega_2^2 \right)^{1/4}, \quad (15)$$

$$\Gamma^2 = \omega_L^2 + \omega_T^2 - \omega_1^2 - \omega_2^2. \quad (16)$$

其中 ϵ_0 为未掺杂样品远离振子共振频率处的低频介电常数, ϵ_0 与 ϵ_∞ 均可通过反射谱高频端与低频端的反射率计算出来, 也可从 ϵ_r 色散曲线的高频段与低频端直接得到。

三、实验及测试结果

1. 反射谱波数范围的确定

由实验知道,所测反射谱小于 50 cm^{-1} 或大于 2570 cm^{-1} 时,反射率 R 基本不随波数而改变,因此我们确定 $50\sim 2750\text{ cm}^{-1}$ 为应用 K-K 关系进行数据处理的范围。

2. 反射谱的修正

由于反射谱的测试是以镀铝镜面为基准进行的,而铝镜反射率 R 不是 100% ,所以反射谱的 R 偏高,必须进行修正。我们通过 KBr 晶体反射求得铝镜的 R 为 95.6% ,并以此为系数对所测反射谱进行修正。

3. ϵ_r 色散曲线的绘制

图 3~5 为未掺杂样品和掺杂样品的 ϵ_r 色散曲线,由图可看出未掺杂样品的介电响应为零时特征频率有两个,而掺杂样品的特征频率是三个,完全符合理论计算结果。由于特征频率是从曲线中直接读出,其准确度对电学参数精度的影响较大,为了减少读数误差,我们对图 4、5 增大了尺寸、缩小了波段范围,同时进行了限幅。

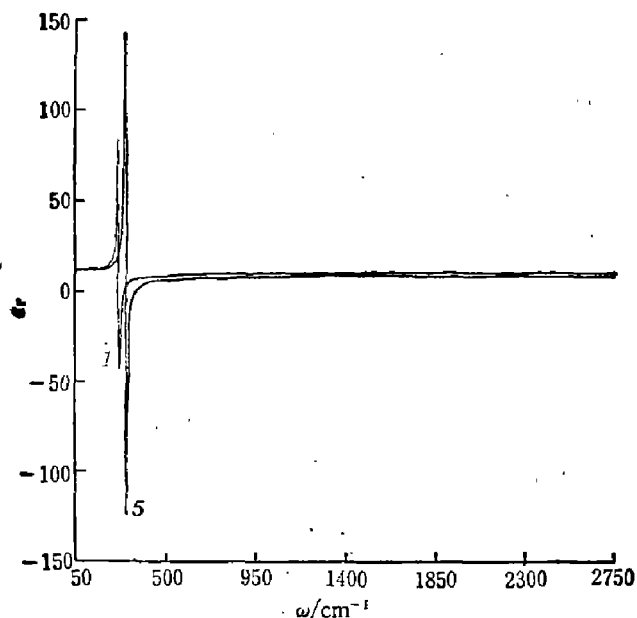


图 3 未掺杂样品的介电常数实部的色散曲线
1—GaAs, 5—InP

Fig. 3 Dispersive curves of the real part of dielectric constant of pure samples.

4. ϵ_0 与 ϵ_∞ 的测试

应用未掺杂样品在高频和低频端的反射率得到 ϵ_0 和 ϵ_∞ , 其数值与图 3 相符。

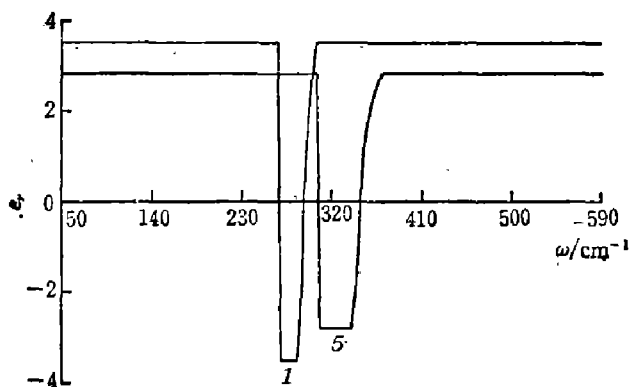


图 4 未掺杂样品经限幅的介电常数实部的色散曲线
1—GaAs; 5—InP

Fig. 4 Limited amplitude dispersive curves of the real part of dielectric constant of pure samples.

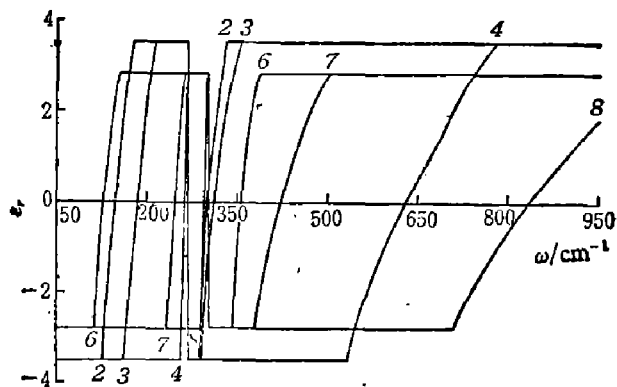


图 5 不同载流子浓度样品经限幅的介电常数实部的色散曲线
2~4—GaAs; 6~8—InP

Fig. 5 Limited amplitude dispersive curves of the real part of dielectric constant with different free carrier concentrations.

表 1 未掺杂样品测试数据
Table 1 Results of pure samples.

样品	编 号	ω_1/cm^{-1}	ω_2/cm^{-1}	ω_L/cm^{-1}	ω_T/cm^{-1}	Γ/cm^{-1}	ϵ_0	ϵ_∞
GaAs	1	267.94	291.19	291.28	267.86	3.09	13.02	11.01
InP	5	303.05	344.94	345.06	302.94	4.02	12.39	9.55

表 2 掺杂样品的测试结果
Table 2 Results of doped samples.

样品	编 号	ω_1/cm^{-1}	ω_2/cm^{-1}	ω_3/cm^{-1}	ω_p/cm^{-1}	γ/cm^{-1}
GaAs	2	149.65	267.76	301.85	172.42	33.29
	3	185.79	267.76	312.12	219.62	34.42
	4	262.38	267.76	632.02	621.04	47.88
InP	6	133.55	301.95	356.26	164.64	44.73
	7	248.80	301.95	421.75	351.08	55.96
	8	296.35	301.95	833.35	818.97	89.77

表 3 光测结果与电测结果的比较
Table 3 Comparison between the optical and electrical results.

编 号	电 测 数 据			光 测 数 据			误 差		
	n/cm^{-3}	$\mu / \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{s}}$	$\rho/\Omega \cdot \text{cm}$	n/cm^{-3}	$\mu / \frac{\text{cm}^2}{\text{V} \cdot \text{sec}}$	$\rho/\Omega \cdot \text{cm}$	$\frac{\Delta n}{n}$	$\frac{\Delta \mu}{\mu}$	$\frac{\Delta \rho}{\rho}$
2	2.76×10^{17}	364×10	6.23×10^{-3}	2.96×10^{17}	346×10	6.10×10^{-3}	6.8%	4.9%	2.1%
3	4.70×10^{17}	351×10	3.8×10^{-3}	4.80×10^{17}	335×10	3.89×10^{-3}	2.1%	4.7%	2.4%
4	3.70×10^{18}	259×10	6.51×10^{-4}	3.83×10^{18}	241×10	6.78×10^{-4}	3.4%	7.1%	4.0%
6	2.6×10^{17}	223×10		2.77×10^{17}	217×10	10.4×10^{-3}	6.1%	2.7%	
7	1.3×10^{18}	180×10		1.26×10^{18}	174×10	2.85×10^{-3}	3.2%	3.5%	
8	7.5×10^{18}	100×10		6.96×10^{18}	108×10	8.41×10^{-4}	8.5%	7.7%	

5. m^* 的确定

从图 1 可知, 对 GaAs, n 在 $8.1 \times 10^{16} \sim 644 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ 范围内时, n 与 w_p^2 的线性很好, 在此浓度范围内 m^* 可看作是不随 n 改变的常数 (InP 也是如此)。我们分别采用已知浓度的 GaAs 和 InP 标准样品各一个, 用式 (3) 确定其 m^* 分别为 $0.0811 m_0$ (GaAs) 和 $0.0960 m_0$ (InP), 其中 m_0 为电子静止质量。

我们的测试结果见表 1~3。

四、结 论

我们用光测法对 7 个 GaAs 样品与 4 个 InP 样品进行了测量, 与电测结果相比, 其相对误差在 10% 以内, 因此我们认为应用此法测量重掺杂 III-V 族化合物半导体的电学参数是

可靠的。当浓度 $n < 1 \times 10^{16}$ 时, 由于反射谱反映的等离子体的信息很弱, 因此不能使用此法测量, 这是本法的局限性。

致谢——样品及电测参数由天津 46 所李光平同志提供, 作者在此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] Kudman, J., *J. Appl. Phys.*, **34**(1963), 1826.
- [2] Black J. F et. al., *Infrared Phys.*, **10**(1970), 125.
- [3] Gopal V, *Infrared Phys.*, **21**(1981), 101.
- [4] Holm R. T. et al., *J. Appl. Phys.*, **48**(1977), 212.
- [5] 王子辅译, 费曼物理学讲义, 上海科技出版社, 1981, p.405.
- [6] 陆卫等, 红外研究, **5**(1986), 1: 33.
- [7] 苏大昭等, 红外研究, (1986), 3: 175.
- [8] 杨顺华等译, 固体物理导论, 科学出版社, 1979, p.336.

MEASUREMENT OF ELECTRIC PARAMETERS OF HEAVILY DOPED III-V GROUP COMPOUND SEMICONDUCTORS BY K-K RELATION

XU JINGMING, SHAO LIYING*, WANG YONGTAI, LIN CHUI
(Testing center, Nankai University)

ABSTRACT

Using K-K relation, the data of reflection spectra of heavily-doped N-GaAs and N-InP are processed in the range of $50 \sim 2750 \text{ cm}^{-1}$ with 170SX model FT-IR instrument. The frequency of plasma ω_p , the damping coefficient γ , the free carrier concentration n , the mobility μ and the resistivity ρ are obtained.

* Department of Physics, Nankai University.