

氮化镓薄膜中 LO 声子-等离子体激元耦合模 拉曼光谱研究*

李志锋 陆卫

(中国科学院上海技术物理研究所, 红外物理国家重点实验室, 上海, 200083)

摘要 对生长在蓝宝石衬底上不同 Si 掺杂浓度的一系列 GaN 外延膜进行了拉曼散射光谱测量, 观察到清晰的 LO 声子-等离子体激元耦合模的高频支(LPP⁺)和低频支(LPP⁻)及其随掺杂浓度的增加往高频方向的移动. 通过进行理论计算和拟合, 得到 GaN 中的等离子体激元的频率及阻尼常数, 并由此计算得到 GaN 中的载流子浓度和迁移率. 与红外反射谱测量得到的数据进行了比较, 结果表明, 2 种光谱方法得到的载流子浓度均与霍尔测量相一致, 但迁移率比霍尔迁移率要低, 接近杂质散射机制下的漂移迁移率.

关键词 拉曼光谱, 等离子体激元, 声子, 耦合模.

RAMAN SPECTROSCOPY STUDY ON LO PHONON-PLASMON COUPLED MODE IN GaN THIN FILMS*

LI Zhi-Feng LU Wei

(National Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics, Shanghai 200083, China)

Abstract A series of Si doped GaN thin films grown on sapphire substrate were measured by Raman spectroscopy. Both high- and low-frequency branches of the longitudinal-optical (LO) phonon and plasmon coupling modes (LPP modes) were resolved. With the increasing of doping level, the LPP mode shifts toward higher frequency. The two branches in each spectrum were independently lineshape-fitted based on scattering analysis, and plasmon frequency and damping constant were obtained, thus the free carrier concentration and mobility could be deduced. The carrier concentration derived from each branch of the single spectrum coincidences with each other, and it is also consistent with infrared (IR) reflection and Hall results. The mobility from the low branch fitting is in agreement with the IR values, and is about half values of the Hall mobility, which is close to the conduction drift mobility in the regime of ionized impurity scattering. The high branch mobility is even smaller, which implies some additional scattering effect.

Key words Raman spectroscopy, plasmon, phonon, coupled mode.

引言

氮化镓(GaN)薄膜作为一种新型半导体材料, 近年来受到广泛的关注. 除了在光电子领域的广泛应用之外, GaN 薄膜以其能够实现高功率、高温、高速器件的特点正日益在微电子领域体现其用武之地, 目前已制备出 GaN 薄膜场效应晶体管^[1]. 半导体材料的载流子浓度和迁移率是其器件应用中的基本参数, 在器件设计和性能优化等方面起决定性作用, 因此获取这 2 种参数十分重要. 目前最广泛采用的测量载流子浓度和迁移率的方法是霍尔效应测量. 但霍尔测

量需要制备性能良好的欧姆接触电极, 有时电极的形状还需要特定制作. 而这些对于像 GaN 薄膜这样的宽禁带材料而言有时并不十分容易.

拉曼光谱测量长期以来不仅一直是研究固体声子振动状态最有力的手段之一, 而且也被用来确定载流子浓度和迁移率^[2]. 通过纵光学声子(LO phonon)与自由载流子的集体运动模式——等离子体激元(plasmon)所形成的耦合模(LPP 模)的光谱行为的研究能够提取这 2 种参数. 作为一种非接触、无损伤的测量手段, 并且相对于电学测量而言具有较高的局域分辨率(只取决于光斑聚焦的尺寸), 拉曼光谱在半导

* 国家自然科学基金(批准号 10074068, 10234040, 60244002)资助项目

稿件收到日期 2002-08-11, 修改稿收到日期 2002-09-25

* The project supported by the National Natural Science Foundation of China (No. 10074068, 10234040, 60244002)

Received 2002-08-11, revised 2002-09-25

体材料电学性质测量上成为一种有效的手段. 本文报道了一系列不同掺杂浓度的 GaN 薄膜的拉曼光谱的测量, 观察了 LPP 模随掺杂浓度变化的行为. 通过建立相应的数据拟合分析方法, 给出了不同掺杂浓度样品的载流子浓度和迁移率的计算结果. 与同一系列 GaN 样品中等离子体激元行为的红外反射光谱的研究结果进行了比较^[3], 发现拉曼光谱和红外反射谱对于载流子浓度给出相互验证的结果, 得到的载流子浓度与霍尔效应相一致, 但迁移率大于霍尔迁移率, 接近离化杂质散射机制下的漂移迁移率.

1 实验

GaN 样品为 Si 掺杂的纤锌矿结构, 用金属有机化学汽相沉积 (MOCVD) 方法淀积在蓝宝石衬底上. 纤锌矿 (GaN) 的 *c* 轴沿生长方向, 垂直于衬底表面. 拉曼散射测量在 Jobin Yvon LabRam-INFINITY 显微拉曼光谱仪上进行, 激发光为 Ar⁺ 激光的 514.5 nm 线. 采用背散射的几何配置, 激发光入射方向垂直于样品表面, 平行于 GaN 的 *c* 轴.

2 结果与讨论

2.1 拉曼光谱中 LPP 模的理论模型

在极性半导体的拉曼散射中, LPP 模通过以下 3 种机制与入射光发生作用^[4], (1) 位移机制: 通过原子的位移实现对光学极化率的调制 (也称为形变势机制); (2) 场机制: 通过宏观纵向电场实现对极化率的调制 (也称为电光机制); (3) 电子电荷密度起伏的直接散射. 研究表明^[5], 在 GaN 中起主导作用的是前 2 种机制, 电荷密度起伏对入射光的散射可以忽略不计.

在形变势散射和电光散射机制作用下拉曼散射的强度由下式给出^[2]:

$$I_A = \frac{d^2 R}{d\omega d\Omega} \Big|_A = \frac{16\pi\hbar n_2}{V_0^2 n_1} \frac{\omega_2^4}{C^4} \left(\frac{d\alpha}{dE} \right)^2 (n_\omega + 1) \cdot A \cdot \text{Im} \left(-\frac{1}{\varepsilon} \right), \quad (1)$$

其中

$$A = 1 + 2C \frac{\omega_i^2}{\Delta} \left[\omega_p^2 \gamma (\omega_i^2 - \omega^2) - \omega^2 \Gamma (\omega^2 + \gamma^2 - \omega_p^2) \right] + C^2 \left(\frac{\omega_i^4}{\Delta (\omega_i^2 - \omega^2)} \right) \left\{ \omega_p^2 \left[\gamma (\omega_i^2 - \omega^2) + \Gamma (\omega_p^2 - 2\omega^2) \right] + \omega^2 \Gamma (\omega^2 + \gamma^2) \right\},$$

$$\Delta = \omega_p^2 \gamma \left[(\omega_i^2 - \omega^2)^2 + (\omega\Gamma)^2 \right] + \omega^2 \Gamma (\omega_i^2 - \omega^2) (\omega^2 + \gamma^2).$$

式中 ω_i 和 ω_f 分别为 TO 与 LO 声子频率, γ 为等离子体激元的阻尼常数, Γ 为声子阻尼常数, $\omega_{1,2}$ 为入射和散射光子频率, V_0 为原胞体积, $n_{1,2}$ 为在频率 $\omega_{1,2}$ 时的折射率, E 为宏观电场, α 为极化率, $n_\omega = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) - 1 \right]^{-1}$ 为 Bose-Einstein 因子, C 为 Faust-Henry 系数. 根据 Drude 模型可将介电函数 ε 写成

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon_\infty \left(1 + \frac{\omega_i^2 - \omega^2}{\omega_i^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma} - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + i\omega\gamma_p} \right). \quad (2)$$

其中 ω_p 为等离子体激元频率. 式中第一项 ε_∞ 是高频介电常数, 它包含了所有带间跃迁对介电函数的贡献. 第二项为晶格振动相应的光学声子的贡献, 第三项描述了等离子体激元频率 ω_p 和阻尼因子 γ_p 的自由载流子的贡献. 等离子体激元的频率 ω_p 及其阻尼因子 γ_p 由下式给出:

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi n e^2}{m^*}, \quad \gamma = \frac{e}{m^* \mu}.$$

式中 n 为自由载流子浓度, e 为电子电荷, m^* 为电子有效质量, μ 为载流子迁移率. 所以通过对实验谱线的拟合得到的 ω_p 和 γ_p 可以导出载流子浓度 n 和迁移率 μ . 把拉曼散射强度公式 (1) 改写为

$$I = I_0 \frac{n_2}{n_1} \left(\frac{\omega_2}{C} \right)^4 (n_\omega + 1) \cdot A \cdot \text{Im} \left(-\frac{1}{\varepsilon} \right). \quad (3)$$

将 I_0 , ω_p , γ , Γ , C 等作为拟合参数, 通过对拉曼谱峰的拟合得到等离子体激元的频率和阻尼, 并进一步得到自由载流子浓度和迁移率.

2.2 拉曼光谱的指认与拟合

不同掺杂浓度的 GaN 样品的拉曼光谱结果图 1 所示. 同时也给出了蓝宝石衬底的拉曼谱以便比较. 从图中可以看到各谱中位于 417cm^{-1} 处和样品 3 中位于 747cm^{-1} 的尖峰是来自于衬底, 图中用星号标出. 位于 568cm^{-1} 和 143cm^{-1} 的 2 个尖锐的峰分别对应于 GaN 中 E_2 (TO) 模的高频支 (LPP⁺) 和低频支 (LPP⁻). 它们不与等离子体振荡模耦合, 因此不随掺杂的浓度而变化. GaN 的 A_1 (LO) 模应该位于 735cm^{-1} , 对于样品 1 可以看到, A_1 (LO) 模因与等离子体激元耦合而出现在 745cm^{-1} , 同时表现出较宽的不对称峰形, 这是典型的耦合模特征. 这一 LPP⁺ 模与红外的结果 (769cm^{-1})^[3] 相近; 在低频端位于约 150cm^{-1} 的宽峰, 结合其红外反射拟合结果 (154cm^{-1}) 可以指认为 LPP⁻. 对于样品 2 其 LPP⁺ 按红外结果应该出现在 787cm^{-1} 附近, 拉曼谱中在 770cm^{-1} 出现较宽的峰, 指认为 LPP⁺ 所致. 位于 936cm^{-1} 的宽峰其起因尚不清楚. 在大约 290cm^{-1}

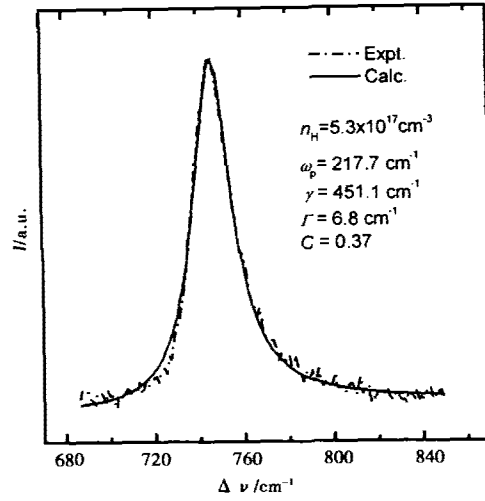
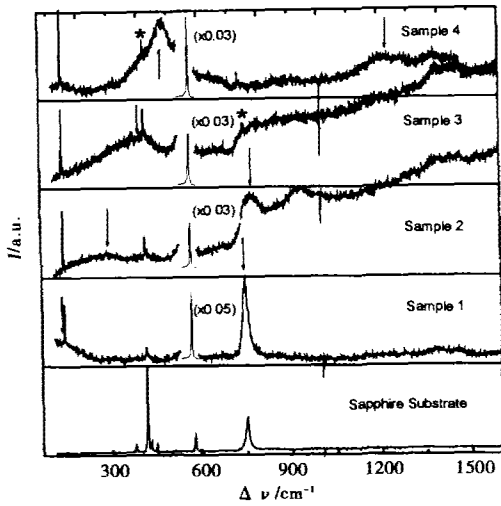


图1 不同掺杂浓度 GaN 样品的拉曼谱. 箭头所指处为 LPP 模拉曼峰的低频支和高频支. 星号标出的是来自蓝宝石衬底的峰
Fig.1 Raman spectra of GaN with different doping level. The arrows point to the low-branch and high-branch of LPP mode. The asterisks indicate the peaks from the sapphire substrate

图2 对 GaN 样品 1 拉曼谱中 LPP⁺ 模的实验结果与利用式 3 进行理论拟合的比较. 虚线为实验谱, 实线为计算结果
Fig.2 Lineshape fitting of Eq. (3) to the LPP⁺ in Raman spectrum in sample 1 of GaN. The solid curve is calculated and the dashed line is experimental data.

处的弱的宽峰, 认为应该是 LPP⁻ 所致 (红外的 LPP⁻ 位于 225 cm⁻¹). 样品 2、3 中的高频端呈抬高上升的趋势, 原因暂不明. 样品 3 的 LPP⁺ 可能出现在 800 ~ 900 cm⁻¹ 附近, 但被抬高的谱线淹没. 在低频端位于 400 cm⁻¹ 的宽峰与红外谱中的 LPP⁻ (361 cm⁻¹) 相接近, 指认为 LPP⁻. 样品 4 中位于 1220 cm⁻¹ 和 480 cm⁻¹ 的峰可以认为是 LPP⁺ 与 LPP⁻. 在各样品的拉曼谱中位于 1400 ~ 1500 cm⁻¹ 之间的弱的宽峰不随样品而变化, 可能来自于多声子过程的散射或二级拉曼过程. 通过以上分析可以认为, 从系列 GaN 样品的拉曼谱中同样也观察到载流子浓度对散射峰的影响, LO 声子与等离子体激元形成耦合模. 随着载流子浓度的增加, 耦合模的高频支 LPP⁺ 向更高的频率移动, 同时强度减弱并且峰宽增加; 低频

支 LPP⁻ 也向高频方向移动, 逐渐接近 A₁(LO) 模的频率 (A₁(LO) 模频率在 533 cm⁻¹ 附近), 同时强度增强.

结合以上指认, 对各拉曼谱中 LPP 模的高、低频支分别利用式 (3) 进行了拟合. 图 2 示出了样品 1 的拟合结果. 可以看到, 理论计算与实验数据吻合良好. 得到各样品的拟合参数以及据此计算的载流子浓度 n_R 和迁移率 μ_R 以及与霍尔迁移率的比值列于表 1 中.

为方便比较, 将文献 [3] 中的红外测量和霍尔测量的数值列为表 2.

从中可以看到, 拉曼测量中无论是高频支或是低频支 LPP 模拟合得到的载流子浓度与霍尔和红外的结果相近, 说明无论是红外测量还是拉曼测量, 对载流子浓度而言其结果都是一致的. 下面将给出对光谱测量迁移率的分析.

表 1 GaN 薄膜拉曼光谱的 LPP 模拟合参数及载流子浓度和迁移率的计算结果
Table 1 Fitting parameters of the LPP mode in the Raman spectra of GaN thin films and the calculated carrier concentration and mobility

| 样 品 | 低 频 支 | | | | | 高 频 支 | | | | |
|--------|--|--|--|--|------------------------------------|--|--|--|--|------------------------------------|
| | ω _{p-} (cm ⁻¹) | n _{p-} (cm ⁻³) | γ _{p-} (cm ⁻¹) | μ _{Rp-} (cm ² /V·s) | μ _{Rp-}/μ_{Hall}} | ω _{p+} (cm ⁻¹) | n _{p+} (cm ⁻³) | γ _{p+} (cm ⁻¹) | μ _{Rp+} (cm ² /V·s) | μ _{Rp+}/μ_{Hall}} |
| 1 | 239.4 | 6.18 × 10 ¹⁷ | 195.2 | 239 | 0.65 | 217.7 | 5.63 × 10 ¹⁷ | 451.1 | 103 | 0.28 |
| 2 | 460.8 | 2.52 × 10 ¹⁸ | 324.3 | 144 | 0.45 | 437.0 | 2.27 × 10 ¹⁸ | 885.5 | 53 | 0.16 |
| 3 | 751.6 | 6.71 × 10 ¹⁸ | 398.8 | 117 | 0.50 | 591.2 | 4.15 × 10 ¹⁸ | 1589.8 | 29 | 0.13 |
| 4 | 1310.8 | 2.04 × 10 ¹⁹ | 571.0 | 82 | 0.46 | 1114.9 | 1.48 × 10 ¹⁹ | 338.1 | 139 | 0.78 |

2.3 光谱测量与霍尔测量迁移率的比较分析

在表 2 中可以看到,红外测量得到的迁移率 μ_{IR} 约为霍尔测量数值的 0.5 倍. 从表 1 也可看到,由拉曼测量的低频支 LPP 模拟合得到的迁移率 $\mu_{\text{Rp-}}$ 也约是霍尔迁移率的 0.5 倍. 而拉曼测量的 LPP 模的高频支所得的迁移率 $\mu_{\text{Rp+}}$ 则要比霍尔迁移率小得多,除样品 4 外,约为 0.1~0.3 倍.

表 2 文献 [3] 中红外反射谱和霍尔测量得到的 Si 掺杂 GaN 外延膜载流子浓度与迁移率的比较

Table 1 The carrier concentration and mobility obtained from infrared reflection and Hall measurement in Si-doped GaN epitaxy films in Ref. [3]

| 样品 | 薄膜厚度 (μm) | 霍尔方法 | | 红外反射方法 | | $\mu_{\text{IR}}/\mu_{\text{Hall}}$ |
|----|------------------------|----------------------------|---|----------------------------|---|-------------------------------------|
| | | 载流子浓度 (cm^{-3}) | 迁移率 ($\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$) | 载流子浓度 (cm^{-3}) | 迁移率 ($\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$) | |
| 1 | 2.0 | 5.3×10^{17} | 370 | 8.4×10^{17} | 205 | 0.55 |
| 2 | 2.0 | 1.5×10^{18} | 320 | 1.6×10^{18} | 184 | 0.57 |
| 3 | 1.8 | 3.7×10^{18} | 234 | 4.8×10^{18} | 134 | 0.57 |
| 4 | 2.3 | 1.3×10^{19} | 178 | 1.4×10^{19} | 91 | 0.51 |

从数值上看,红外迁移率 μ_{IR} 和拉曼测量的 LPP 模低频支迁移率 $\mu_{\text{Rp-}}$ 与电离杂质散射机制下的载流子漂移迁移率 $\mu_{\text{D}} = 0.52\mu_{\text{Hall}}^{[6]}$ 相近. 直观的理解也许能够给出它们的相似性,即电导漂移迁移率的散射过程与光谱测量的散射过程中,载流子在外电场的作用下沿电场方向运动并受到散射. 与之不同的是,在霍尔测量过程中载流子受到的散射方向是垂直于电流方向,即垂直于外加电场的方向. 外加电场对载流子的加速作用增加了载流子所受到的散射,使得光谱迁移率和漂移迁移率都要低于霍尔迁移率. 同时,光谱迁移率接近电离杂质散射的漂移迁移率意味着在光谱测量中的散射机制主要是电离杂质散射.

更进一步分析可以看到,表 1 和表 2 中无论是红外迁移率、拉曼迁移率还是霍尔迁移率都随着掺杂浓度的增加而下降,这一现象典型地来自于荷电杂质的库仑散射以及自由载流子的相互作用,类似于在室温下 Ge、Si 及 GaAs 中迁移率随掺杂浓度的变化而变化的行为^[6]. 对于半导体材料,当掺杂浓度不太高时,来自电离杂质散射的迁移率 μ_i 通常正比于杂质浓度 N_i 的倒数. 实际测量的迁移率为复合迁移率,包括了电离杂质散射的迁移率 μ_i 和其它散射机制诸如声子散射、电子-电子散射等等. 因此实际迁移率可写成^[6]

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_i} + \frac{1}{\mu_c} = \frac{1}{\mu_i} + k \cdot N_i. \quad (4)$$

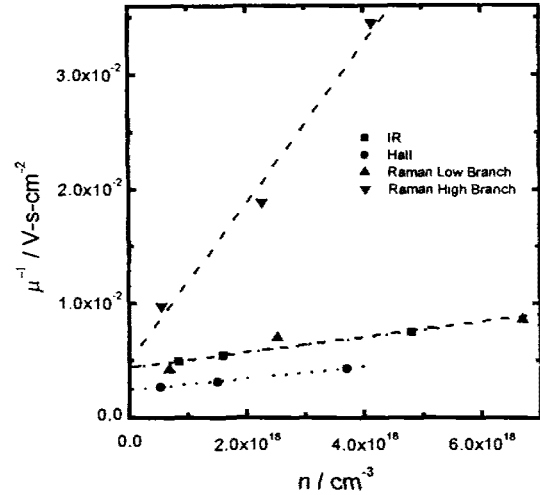


图 3 各种测量方法得到的样品 1~3 的迁移率倒数与载流子浓度的关系

Fig. 3 Mobility reciprocal derived from various measurements in sample 1~3 versus carrier concentration

其中 k 为比例因子. 利用样品 1~3 的数据(满足掺杂浓度不太高的条件)并进行直线拟合可以得到各种测量条件下的 μ_i 和 k . 图 3 示出了光谱测量与霍尔测量得到的载流子浓度和迁移率倒数的变化及其拟合曲线,拟合给出的结果列于表 3 中.

表 3 利用公式 4 对不同测量方法得到的迁移率的倒数随载流子浓度变化的拟合参数

Table 3 The fitted parameters in Eq. (4) from the variation of the mobility reciprocal with carrier concentration in various measurements

| | 霍尔 | 红外 | 拉曼低频支 | 拉曼高频支 |
|---|------------------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| μ_i ($\text{cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$) | 415 | 229 | 229 | 204 |
| k ($\text{V}\cdot\text{s}\cdot\text{cm}$) | 4.99×10^{-22} | 6.46×10^{-22} | 6.66×10^{-22} | 6.93×10^{-21} |

我们发现,除拉曼的高频支外,光谱迁移率随杂质浓度变化的曲线具有类似的斜率 k ,表明它们中来自电离杂质的散射并没有大的差别. 红外结果与拉曼低频支的结果具有完全相同的 μ_i ,说明这 2 种测量条件下电子所受到的晶格散射完全相同(注意到图 3 中对红外数据拟合和拉曼低频支数据拟合的 2 条直线几乎完全重叠). 关于拉曼散射高频支 LPP 模反映的光谱迁移率的行为令人费解,在此只是尝试予以解释或理解. 拉曼高频支的 μ_i 要更小些,说明高频支测量时电子受到的晶格散射要更大些. 一个更为明显的现象是,对于拉曼高频支的 LPP 模,其 k 值要比其它情形高出约一个数量级,说明除了

“正常”的 LO 声子散射和电离杂质散射外,这时的载流子还受到额外的散射. 注意到 LPP 模的高频支频率高于 LO 声子频率,由于极性光学模式即 LO 声子的散射作用在频率高于 LO 声子频率时其散射率的跃变增加^[7],可以认为这种拉曼 LPP 模高频支所受到的额外散射正是来自于这种跃变增加的 LO 声子散射. 对于光谱测量的迁移率与霍尔迁移率的相互关系的完全理解需要对散射过程进行详细分析和量子力学的计算,这将是进一步研究的课题. 实验上,通过改变拉曼测量的激发频率以及研究 LPP 模随测量温度的变化关系将有助于揭示光谱测量中载流子的散射本质. 拉曼光谱测量低频支 LPP 模的结果与红外反射测量所得到的相互一致的迁移率,验证了光谱测量的重复性和可靠性.

3 结论

对蓝宝石衬底上的 GaN 外延膜用拉曼光谱方法进行了研究,通过拟合计算得到其载流子浓度和迁移率,将结果与红外反射光谱的结果进行了比较. 与霍尔测量相比较,2 种光谱方法与霍尔方法的载流子浓度数值相近,而光谱迁移率要小于霍尔迁移率,其中拉曼光谱中 LPP 模低频支拟合和红外测量得到的迁移率约为霍尔迁移率的一半,意味着光谱测量的迁移率接近电离杂质散射机制控制的电导漂移迁移率,光谱测量的载流子散射主要来自于电离杂质的散射;拉曼光谱 LPP 模高频支的迁移率总的来说要更小些,标志着受到更为强烈的散射. 在拉曼光谱中观察到 LO 声子与等离子体激元耦合膜随掺杂浓度变化的行为,耦合模的高频支随载流子浓度的增加向更高频率方向移动,而低频支也向高频方向移动,接近 TO 声子频率. 以往文献中报道的 GaN 中拉曼谱的 LPP 模研究都是单独研究其高频支^[5,8]或低频支^[9]的行为,而同时对高频支和低频支进行分析拟合,目前尚未见报道.

结果表明,无论是拉曼光谱还是红外反射光谱,对于确定 GaN 中载流子浓度而言具有值得信赖的准确性. 而对于迁移率的测量尚有待于进一步研究光谱测量的载流子散射过程. 尽管如此,拉曼光谱中 LPP 模的低频支和红外反射光谱给出的相互一致的迁移率说明光谱测量本身是值得信赖的. 就光谱测量而言,红外光谱的作用过程比拉曼光谱要更

为直接,如果将红外反射的作用作为一级过程,则拉曼光谱的作用过程就将是一种二级过程,因为拉曼散射涉及到中间态. 此外,红外反射谱对于载流子的贡献要更为灵敏,因为红外反射谱中最低波数附近的反射带($50 \sim 400 \text{cm}^{-1}$ 附近)直接揭示了等离子体激元的作用. 红外反射测量的缺点在于所需样品的尺寸较大,否则信号太弱无法进行测试. 这也限制了它的空间分辨率. 拉曼光谱的光谱特性与激发光的波长密切相关,并且牵涉到样品能带结构和中间态过程,其理论分析较为复杂. 但由于拉曼光谱具有灵敏度高、可测小面积样品等特点,具有高的空间分辨率,在测试上有其优越性;采用探测光斑直径 $< 1 \mu\text{m}$ 的显微拉曼光谱方法更能够测量薄膜侧面的拉曼谱,从而揭示其电学参数的各向异性^[9]. 因此,针对不同情况,红外光谱、拉曼光谱或两者的结合将给出研究对象的可靠表征. 可以断言,电学参数的光谱测量对发展半导体功能材料的非接触、无损伤的表征将具有重要意义.

REFERENCES

- [1] Asif Khan M, Kuznia J N, Olson D T, *et al.* Microwave performance of a $0.25 \mu\text{m}$ gate AlGaIn/GaN heterostructure field effect transistor. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, **65**: 1121
- [2] Irmer G, Toporov V V, Bairamov B H, *et al.* Determination of the charge carrier concentration and mobility in n-GaP by Raman spectroscopy. *Phys. Stat. Sol.*, 1983, **B119**: 595
- [3] Li Z-F, Lu W, Ye H-J, *et al.* Carrier concentration and mobility in GaN epilayers on sapphire substrate studied by infrared reflection spectroscopy. *J. Appl. Phys.*, 1999, **86**: 2691
- [4] Klein M V, Ganguly B N, Colwell P J. Theoretical and experimental study of Raman scattering from coupled LO-phonon-plasmon modes in silicon carbide. *Phys. Rev.*, 1972, **B6**: 2380
- [5] Kozawa T, Kachi T, Kano H, *et al.* Raman scattering from LO phonon-plasmon coupled modes in gallium nitride. *J. Appl. Phys.*, 1994, **75**: 1098
- [6] Sze S M. *Physics of Semiconductor Devices*, 2nd edition. New York: John Wiley&Sons, 1981, 29
- [7] Ridley B K. *Quantum Processes in Semiconductors*. Oxford: Clarendon Press, 1982, 115
- [8] Demangeot F, Frandon J, Renucci M A, *et al.* Interplay of electrons and phonons in heavily doped GaN epilayers. *J. Appl. Phys.*, 1997, **82**: 1305
- [9] Demangeot F, Frandon J, Renucci M A, *et al.* Coupled longitudinal optic phonon-plasmon modes in p-type GaN. *Sol. Stat. Commun.*, 1998, **106**: 491