物理学报 Acta Physica Sinica
Chinese Physical Society
Institute of Physics, CAS

晶格匹配 $In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN 异质结电容散射机制

任舰　苏丽娜　李文佳

Capacitance scattering mechanism in lattice-matched $In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN heterojunction Schottky diodes

Ren Jian　Su Li-Na　Li Wen-Jia

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, **67**, 247202 (2018)　DOI: 10.7498/aps.67.20181050
在线阅读 View online: http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20181050
当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I24

晶格匹配$In_{0.17}Al_{0.83}N/GaN$异质结电容散射机制*

任舰† 苏丽娜 李文佳

(淮阴师范学院物联网工程系, 淮安 223600)

(2018 年 5 月 29 日收到; 2018 年 11 月 1 日收到修改稿)

制备了晶格匹配$In_{0.17}Al_{0.83}N/GaN$异质结圆形平面结构肖特基二极管, 通过测试和拟合器件的电容-频率曲线, 研究了电容的频率散射机制. 结果表明: 在频率高于200 kHz后, 积累区电容随频率出现增加现象, 而传统的电容模型无法解释该现象. 通过考虑漏电流、界面态和串联电阻等影响对传统模型进行修正, 修正后的电容频率散射模型与实验结果很好地符合, 表明晶格匹配$In_{0.17}Al_{0.83}N/GaN$异质结电容随频率散射是漏电流、界面态和串联电阻共同作用的结果.

关键词: 晶格匹配, $In_{0.17}Al_{0.83}N/GaN$异质结, 电容频率散射

PACS: 72.80.Ey, 73.40.Kp, 73.40.–c **DOI:** 10.7498/aps.67.20181050

1 引 言

与传统窄禁带半导体相比, 以GaN为代表的宽禁带III族氮化物具有高电子饱和速度、高击穿电场与高热稳定性等优越的物理特性. 因此, GaN材料及其异质结构非常适合用来制备高频大功率电子器件[1−3]. 特别是自发极化效应显著的晶格匹配$In_{0.17}Al_{0.83}N/GaN$异质结, 由于能在界面处诱导高浓度的二维电子气(2DEG), 逐渐成为高电子迁移率晶体管(HEMT)的核心结构[4−6]. 但是, 晶格匹配$In_{0.17}Al_{0.83}N/GaN$ HEMT的广泛应用仍然受到电流崩塌效应的限制, 在高频模式下工作时, 器件输出功率无法达到理论预测值[7−9]. 在传统硅基金属氧化物半导体(MOS)器件中, 电流崩塌主要由材料中的缺陷态引起, 研究人员通过电容-电压(C-V)曲线的频率散射行为来表征缺陷态的密度[10−12]. 但是, 由于材料特性之间的差异, 晶格匹配$In_{0.17}Al_{0.83}N/GaN$ HEMT的电容频率散射机制与硅基MOS器件并不相同, 为了准确地表征缺陷态, 抑制电流崩塌, 需要正确地解释其电容频率散射机制.

鉴于此, 本文首先制备了方便测试电容的圆形平面结构的晶格匹配$In_{0.17}Al_{0.83}N/GaN$异质结肖特基二极管, 该结构与HEMT具有等效的栅极电流电容特性; 然后通过测试和拟合器件变频电容-频率(C-f)特性, 分析了晶格匹配$In_{0.17}Al_{0.83}N/GaN$异质结的电容频率散射机制.

2 器件制备与测试

采用金属有机化合物气相沉积法在蓝宝石衬底上制备晶格匹配$In_{0.17}Al_{0.83}N/GaN$异质结肖特基二极管, 其外延结构如图1(a)所示, 主要包括3 μm非掺杂GaN层、18 nm非掺杂$In_{0.17}Al_{0.83}N$势垒层和1 nm AlN隔离层. GaN层生长温度为940 °C, 压力为40 Torr (1 Torr ≈ 133.322 Pa), NH_3流量为1500 sccm (1 sccm = 1 mL/min), V/III比为3250. InAlN层生长温度为760 °C, 压力为200 Torr, TMAl, TMIn和NH_3流量分别为2.3 μmol/min, 5.8 μmol/min和1200 sccm, V/III比为6610. 在图1(b)所示的器件平面照片中, 圆形肖特基电极采用Pt/Au, 直径为100 μm, 与欧

* 江苏省高校自然科学研究项目 (批准号: 17KJB510007, 17KJB535001) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: 916181396@qq.com

姆电极的间距为20 μm, 其微图形采用标准光刻与剥离(lift-off)技术定义; Ti/Al/Ti/Au欧姆接触采用在870 °C的N_2氛围中退火30 s获得, 且表面覆盖了150 nm SiN介质; 测试电极电镀2 μm金进行加厚, 隔离采用台面隔离. 利用Keithley 4200 SCS精密半导体参数分析仪测量晶格匹配$In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN异质结肖特基二极管的电流-电压(I-V)和C-V特性, 根据室温C-V (1 MHz)曲线计算, 获得InAlN/GaN异质界面的2DEG面密度约为1.23×10^{13} cm^{-2} [13].

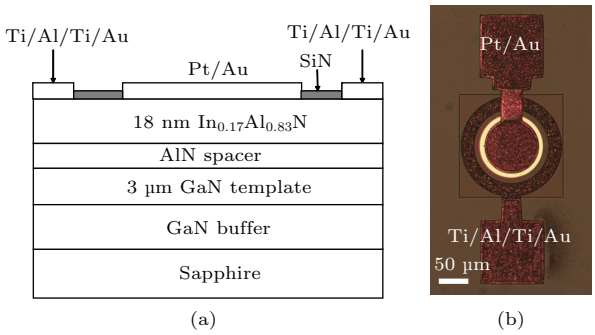

图1 InAlN/GaN异质结肖特基二极管的(a)横截面示意图和(b)光学显微照片

Fig. 1. (a) Schematic cross-section and (b) optical micrograph of the fabricated InAlN/GaN heterojunction Schottky diode.

3 结果与讨论

图2所示分别为低频和高频下的晶格匹配$In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN肖特基二极管C-V频率散射特性. 由图2(a)可以看出, 随着频率由50 kHz逐渐增加到250 kHz, 器件积累区电容随频率的增加而逐渐降低, 该现象符合传统的HEMT器件电容频率散射特性[14−16]. 然而, 随着频率继续增加, 积累区电容随频率的增加而快速增加, 出现电容强散射现象(如图2(b)所示). 通常情况下, 电容频率散射行为主要由界面态和势垒层缺陷态导致. 但是, 根据传统观点, 器件电容随着频率增加应单调减少. 很显然, 缺陷态行为无法解释高频下电容随频率强散射现象. 由于晶格匹配$In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN异质结器件是一种重要的高频大功率应用器件, 高频散射将直接影响其高频工作的可靠性, 所以很有必要对该现象进行研究.

图3所示为零偏压下晶格匹配$In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN异质结肖特基二极管的C-f曲线(频率变化范围为10 kHz至1 MHz). 可以看出, 随着频率逐渐增加, 电容先缓慢减小, 随后快速增加, 高频散射非常明显. 该现象会导致器件截止频率和最大振荡频率的降低, 影响其高频工作的稳定性. 下面将通过数据拟合的方法, 分析产生该现象的原因.

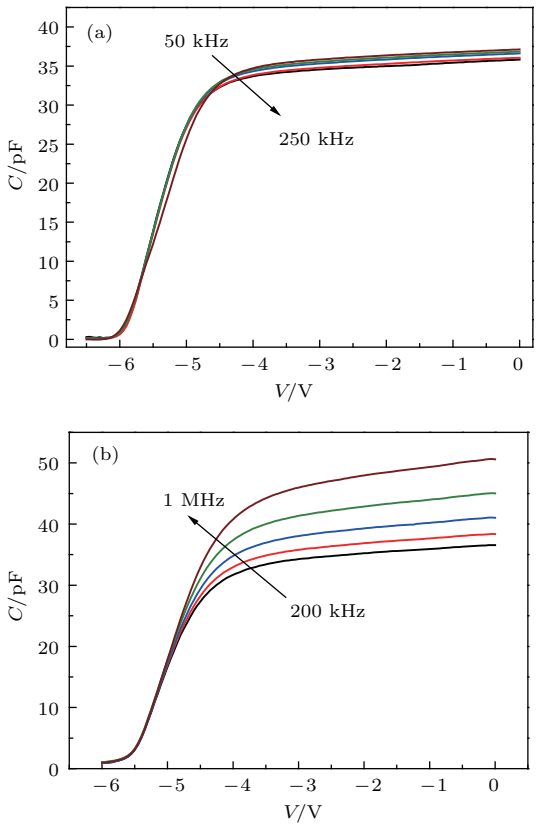

图2 晶格匹配$In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN肖特基二极管的C-V频率散射特性 (a)低频; (b)高频

Fig. 2. C-V frequency scattering characteristics of lattice-matched $In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN heterojunction Schottky diode: (a) Low frequency; (b) high frequency.

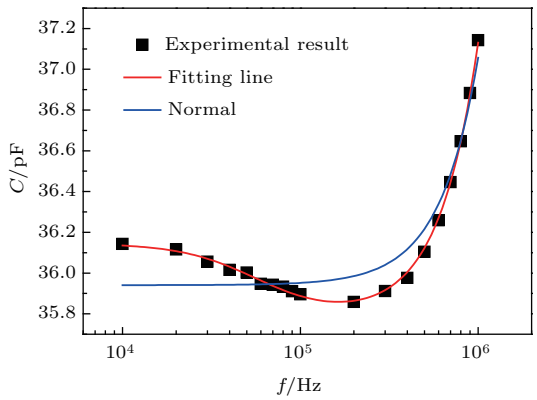

图3 晶格匹配$In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN肖特基二极管电容的频率依赖特性

Fig. 3. Frequency dependence of the capacitance in lattice-matched $In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN heterostructure Schottky diode.

图4 (a) 所示为测试模型, 其等效阻抗 Z 可表示为

$$Z = \frac{R_{\rm m}}{1+(R_{\rm m}\omega C_{\rm m})^2} - {\rm j}\frac{R_{\rm m}^2\omega C_{\rm m}}{1+(R_{\rm m}\omega C_{\rm m})^2}, \quad (1)$$

其中, $R_{\rm m}$ 和 $C_{\rm m}$ 分别为测试模型等效电路的电阻、电容; ω 为角频率.

Miller 等[17] 指出, GaN 材料中存在较高的界面态缺陷密度, 界面态和串联电阻共同作用会导致 AlGaN/GaN HEMT 产生电容频率散射行为. 其模型的等效电路如图4 (b) 所示, 其中 $C_{\rm B}$ 为势垒电容, $R_{\rm S}$ 为串联电阻, $C_{\rm P}$ 和 $R_{\rm P}$ 分别为界面缺陷态等效电阻和等效电容. 根据该模型, 电容测量阻抗 Z 可表示为

$$Z = R_{\rm S} - {\rm j}\frac{1}{\omega C_{\rm B}} + \frac{R_{\rm P}}{1+(R_{\rm P}\omega C_{\rm P})^2} - {\rm j}\frac{R_{\rm P}^2\omega C_{\rm P}}{1+(R_{\rm P}\omega C_{\rm P})^2}. \quad (2)$$

观测电容 $C_{\rm m}$ 可表示为

$$C_{\rm m} = \left\{ \frac{\left[R_{\rm S} + \dfrac{R_{\rm P}}{1+(R_{\rm P}\omega C_{\rm P})^2}\right]^2}{\left[\dfrac{1}{\omega^2 C_{\rm B}} + \dfrac{R_{\rm P}^2 C_{\rm P}}{1+(R_{\rm P}\omega C_{\rm P})^2}\right]} + \frac{1}{\omega C_{\rm B}} + \frac{R_{\rm P}^2\omega C_{\rm p}}{1+(R_{\rm P}\omega C_{\rm P})^2} \right\}^{-1}. \quad (3)$$

考虑到晶格匹配 $In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN HEMT 的器件结构与 AlGaN/GaN HEMT 相似, 因此该模型被用来拟合 C-f 实验数据. 拟合发现, 该模型中电容随频率增加单调减小, 显然该模型对解释晶格匹配 $In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN HEMT 积累区电容增加现象不适用.

Yang 和 Hu[18] 指出, 在硅基 MOS 中电容频率散射现象主要受到漏电流和串联电阻影响, 其模型等效电路如图4 (c) 所示. 其中 $R_{\rm B}$ 为流过势垒电流的等效电阻. 根据上述模型, 电容测量阻抗 Z 可表示为

$$Z = R_{\rm S} + \frac{R_{\rm B}}{1+(R_{\rm B}\omega C_{\rm B})^2} - {\rm j}\frac{R_{\rm B}^2\omega C_{\rm B}}{1+(R_{\rm B}\omega C_{\rm B})^2}, \quad (4)$$

观测电容 $C_{\rm m}$ 可表示为

$$C_{\rm m} = \left\{ \frac{\left[R_{\rm S} + \dfrac{R_{\rm B}}{1+(R_{\rm B}\omega C_{\rm B})^2}\right]^2}{\left[\dfrac{R_{\rm B}^2 C}{1+(R_{\rm B}\omega C_{\rm B})^2}\right]} + \frac{R_{\rm B}^2\omega C}{1+(R_{\rm B}\omega C_{\rm B})^2} \right\}^{-1}. \quad (5)$$

使用该模型对实验 C-f 曲线进行拟合, 发现该模型无法拟合实验数据, 结果如图3 中蓝色实线所示, 该模型无法拟合实验数据, 因此该模型也不适用.

图5 所示为室温 (300 K) 下测得的 C-V 曲线, 内插图为相同器件的 I-V 曲线. 由图5 可观察到以下特性: 随着反向偏压从 0 V 逐渐增加到 6 V, 由于异质界面的高浓度 2DEG 逐渐被耗尽, 电容随偏压逐渐降低. 同样地, 内插图中器件反向漏电流也在 6 V 时达到饱和. 可以看出, 晶格匹配 $In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN 异质结反向具有高达 10^{-4} A 的

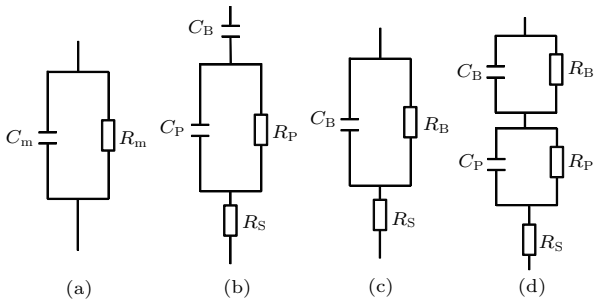

图4 电容散射等效模型

Fig. 4. Equivalent models of capacitance scattering mechanism.

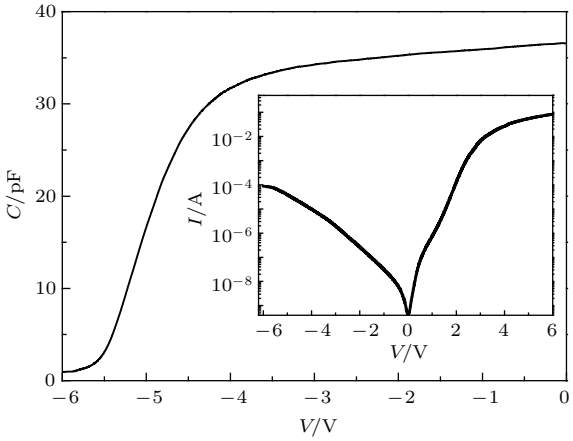

图5 InAlN/GaN 异质结肖特基二极管的室温 C-V 特性 (1 MHz), 其中内插图为 I-V 特性

Fig. 5. C-V characteristic of InAlN/GaN heterojunction Schottky diode measured at room temperature (1 MHz) with the I-V characteristics plotted in the inset.

漏电流, 并且晶格匹配$In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN异质结的电容与反向漏电流之间存在直接联系. 由于InAlN材料中存在强极化效应, 由此产生的极化电场通常高达10^7 V/cm, 强极化电场会压缩能带形成近三角势垒, 从而发生Fowler-Nordheim 隧穿, 并形成大漏电流[19]. 由此我们认为在InAlN/GaN异质结中, 较大的漏电流是不可忽视的因素. 综合上面两个模型, 本文对强积累区电容散射模型进行修正, 该模型等效电路如图4 (d)所示. 根据该模型, 电容测量阻抗Z可表示为

$$Z = R_{\rm s} + \frac{R_{\rm B}}{1+(R_{\rm B}\omega C_{\rm B})^2} - {\rm j}\frac{R_{\rm B}^2\omega C_{\rm B}}{1+(R_{\rm B}\omega C_{\rm B})^2} + \frac{R_{\rm P}}{1+(R_{\rm P}\omega C_{\rm P})^2} - {\rm j}\frac{R_{\rm P}^2\omega C_{\rm P}}{1+(R_{\rm P}\omega C_{\rm P})^2}, \tag{6}$$

观测电容$C_{\rm m}$可表示为

$$C_{\rm m} = \left\{ \frac{\left[R_{\rm S} + \dfrac{R_{\rm B}}{1+(R_{\rm B}\omega C_{\rm B})^2} + \dfrac{R_{\rm P}}{1+(R_{\rm P}\omega C_{\rm P})^2}\right]^2}{\left[\dfrac{R_{\rm B}^2 C_{\rm B}}{1+(R_{\rm B}\omega C_{\rm B})^2} + \dfrac{R_{\rm P}^2 C_{\rm P}}{1+(R_{\rm P}\omega C_{\rm P})^2}\right]} + \frac{R_{\rm B}^2\omega C_{\rm B}}{1+(R_{\rm B}\omega C_{\rm B})^2} + \frac{R_{\rm P}^2\omega C_{\rm p}}{1+(R_{\rm P}\omega C_{\rm P})^2} \right\}^{-1}. \tag{7}$$

使用该模型对实验C-f曲线进行拟合, 拟合结果如图3中红色实线所示. 可以看出, 修正后的模型拟合结果与实验结果符合得很好. 其中, 几个重要的参数拟合结果分别为: $R_{\rm S}=50\ \Omega$, $R_{\rm B}=817.5\ \Omega$, $C_{\rm B}=4.04\times10^{-11}$ F, 参数量级基本符合文献报道值[20]. 拟合得到$C_{\rm P}$和$R_{\rm P}$结果分别为: $C_{\rm P}=2.65\times10^{-5}$ F, $R_{\rm P}=0.1\ \Omega$, 根据界面等效电容与界面缺陷密度关系$C_{\rm P}=qD_{\rm P}$, 得到界面缺陷密度约为1.66×10^{10} cm^{-2}·eV^{-1}, 根据时间常数计算方法$\tau_{\rm P}=R_{\rm P}C_{\rm P}$, 得到时间常数为2.65 μs. 根据Semra等[21]的报道, AlGaN/GaN异质界面缺陷密度量级约为10^{11}—10^{12} cm^{-2}·eV^{-1}, 时间常数为1 μs—3 ms, 本文获得的缺陷密度值略低于AlGaN/GaN异质结报道结果, 但考虑到InAlN与GaN异质界面实现了晶格匹配, 理论上InAlN/GaN异质界面缺陷密度低于AlGaN/GaN, 因此拟合获得的结果具有一定的合理性. 为了获得界面等效电容和等效电阻值, 拟合时不得不假定界面等效电容$C_{\rm P}$和等效电阻$R_{\rm P}$不随频率变化. 因此, 我们认为晶格匹配$In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN HEMT积累区观察到的电容散射是漏电流、界面态和串联电阻共同影响的结果.

4 结 论

本文研究了晶格匹配$In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN异质结肖特基二极管的强积累区电容频率散射机制. 考虑多种因素后对器件变频C-f特性进行拟合, 通过分析发现电容的频率散射是漏电流与界面态俘获电子共同作用的结果. 该研究结果将进一步推动InAlN/GaN异质结器件在高频大功率领域的应用.

参考文献

[1] Wang C, Zhao M D, Pei J Q, He Y L, Li X D, Zheng X F, Mao W, Ma X H, Zhang J C, Hao Y 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 038501 (in Chinese) [王冲, 赵梦荻, 裴九清, 何云龙, 李祥东, 郑雪峰, 毛维, 马晓华, 张进成, 郝跃 2016 物理学报 **65** 038501]

[2] Li S P, Zhang Z L, Fu K, Yu G H, Cai Y, Zhang B S 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 197301 (in Chinese) [李淑萍, 张志利, 付凯, 于国浩, 蔡勇, 张宝顺 2017 物理学报 **66** 197301]

[3] Sun M, Zhang Y, Gao X, Tomas P 2017 *IEEE Electron Dev. Lett.* **38** 509

[4] Xue J S, Hao Y, Zhang J C, Zhou X W, Liu Z Y 2011 *Appl. Phys. Lett.* **98** 113504

[5] Li Q, Chen Q, Zhong J 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 027303 (in Chinese) [李群, 陈谦, 种景 2018 物理学报 **67** 027303]

[6] Xing W, Liu Z, Ranjan K, Tomas P 2018 *IEEE Electron Dev. Lett.* **39** 947

[7] Kuzmik J, Pozzovivo G, Abermann S, Carlin J F, Gonschorek M, Feltin E 2008 *IEEE Trans. Electron Dev.* **55** 937

[8] Chung J W, Saadat O I, Tirado J M, Gao X 2009 *IEEE Electron Dev. Lett.* **30** 904

[9] Li W, Wang Q, Zhan X 2016 *Semicond. Sci. Technol.* **31** 125003

[10] Yuan Y, Wang L, Yu B, Shin B, Ahn J, Mcintyre P C 2011 *IEEE Electron Dev. Lett.* **32** 485

[11] Lin H C, Yang T, Sharifi H, Kin S K, Xuan Y 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 212101

[12] Stemmer S, Chobpattana V, Rajan S 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 233510

[13] Zhao J Z, Lin Z J, Corrigan T D, Wang Z, You Z D, Wang Z G 2007 *Appl. Phys. Lett.* **91** 173507

[14] Stoklas R, Gregušová D, Novák J, Vescan A, Kordoš P 2008 *Appl. Phys. Lett.* **93** 124103

[15] Xie S, Yin J, Zhang S, Liu B, Zhou W, Feng Z 2009 *Solid-State Electron.* **53** 1183
[16] Shealy J R, Brown R J 2008 *Appl. Phys. Lett.* **92** 032101
[17] Miller E J, Dang X Z, Wieder H H, Asbeck P M, Yu E T, Sullivan G J 2000 *J. Appl. Phys.* **87** 8070
[18] Yang K J, Hu C 1999 *IEEE Trans. Electron Dev.* **46** 1500
[19] Turuvekere S, Karumuri N, Rahman A A 2013 *IEEE Trans. Electron Dev.* **60** 3157
[20] Nsele S D, Escotte L, Tartarin J, Piotrowicz S, Delage S L 2013 *IEEE Trans. Electron Dev.* **60** 1372
[21] Semra L, Telia A, Soltani A 2010 *Surf. Interface Anal.* **42** 799

Capacitance scattering mechanism in lattice-matched $In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN heterojunction Schottky diodes*

Ren Jian† Su Li-Na Li Wen-Jia

(*Department of Internet of Things, Huaiyin normal University, Huaian 223600, China*)

(Received 29 May 2018; revised manuscript received 1 November 2018)

Abstract

In order to study the frequency scattering mechanism of capacitance in latticematched $In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN high electron mobility transistors (HEMTs), the latticematched $In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN heterojunction Schottky diodes with circular planar structure, which have equivalent capacitance characteristics to those of HEMTs, are fabricated and tested in this paper. The experimental curves of capacitance-voltage characteristics at different frequencies show that the capacitance of the accumulation area decreases gradually with the increase of frequency at low frequency, which accords with the capacitance frequency scattering characteristics of traditional HEMT devices. However, when the frequency is higher than 200 kHz, the capacitance of the accumulation area increases rapidly with frequency increasing, which cannot be explained by the traditional capacitance model. By comparing the reverse current and capacitance characteristics of latticematched $In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN Schottky diodes, it is observed that the saturation behavior of the reverse leakage current is clearly associated with full depletion of the two-dimensional electron gas at the InAlN/GaN interface, which is indicated by the rapid drop of the diode capacitance. This observation suggests that the large reverse leakage current of the lattice-matched $In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN Schottky diode, which reaches up to 10^{-4} A, should has a direct influence on the capacitance scattering. By considering the influence of leakage current, interface state and series resistance comprehensively, the capacitance frequency scattering model is modified based on the traditional model. Using various models to fit the experimental capacitance-frequency data, the results from the modified model agree well with the experimental results. According to the parameters obtained by fitting, the density and the time constant of interface defects in latticematched $In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN Schottky diodes, determined by equivalent interface capacitance and resistance, are about 1.66×10^{10} $cm^{-2}\cdot eV^{-1}$ and 2.65 μs, respectively. According to the values reported in the literature, it is suggested that the modified capacitance frequency scattering model should be reasonable for explaining the capacitance scattering phenomenon in accumulation area. In conclusion, we believe that the capacitance of latticematched $In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN Schottky diode scatters is a joint result of leakage current, interface state and series resistance. The interface defects in $In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN Schottky diodes usually have a great influence on frequency and power characteristics of devices, a correct explanation for the frequency scattering mechanism of capacitance is the basis for determining the locations and sources of defects in III nitride devices.

Keywords: lattice-matched, $In_{0.17}Al_{0.83}N$/GaN heterojunction, frequency scattering mechanism of capacitance

PACS: 72.80.Ey, 73.40.Kp, 73.40.–c **DOI:** 10.7498/aps.67.20181050

* Project supported by the Natural Science Foundation of the Jiangsu Higher Education Institutions of China (Grant Nos. 17KJB510007, 17KJB535001).

† Corresponding author. E-mail: 916181396@qq.com