

# GaAs/Ga<sub>0.7</sub>Al<sub>0.3</sub>As 超晶格中场致激子峰 展宽机制的研究\*

张耀辉 江德生 李 锋 吴荣汉

半导体超晶格国家重点实验室,中国科学院半导体研究所,北京100083

周均铭 梅笑冰

中国科学院物理研究所分子束外延实验室,北京100080

(1992年11月11日收到;1993年1月14日收到修改稿)

我们利用光电流谱在10—300K 温度范围内研究了 GaAs/Ga<sub>0.7</sub>Al<sub>0.3</sub>As (35 Å/35 Å) 短周期超晶格中的 Wannier-Stark 效应,实验发现0h 激子峰随电场的增加而展宽. 我们把激子峰的场致展宽归因于: Wannier-Stark 局域化使界面的涨落对电子态的散射增加而使激子峰展宽. 这种与电场有关的散射机制会使 L. Esaki 和 Tsu 所预期的超晶格的负微分电阻效应减小.

PACC: 6865, 7135, 7150, 7220D

## 1. 引言

理想的半导体超晶格是由严格周期重复的无缺陷多量子阱组成,由于阱间电子态波函数的共振耦合,电子态波函数完全扩展在整个超晶格中,电子能态分布在微带中. 事实上,即使用 MBE 设备生长的优质的超晶格材料,界面涨落也是不可避免的<sup>[1]</sup>,超晶格严格的周期性不可能实现. 这种周期性破缺对超晶格的电子态特性有重要影响. 使扩展的微带收缩,并在带尾形成局域态<sup>[2]</sup>. 导致超晶格激子峰展宽,电子在超晶格中纵向输运的迁移率降低等等<sup>[2,3]</sup>. 最近, P. S. Jung<sup>[4]</sup>和 M. Krahl<sup>[5]</sup>等人在研究比较了 GaAs/GaAlAs 耦合和不耦合的多量子阱低温光谱中的激子峰半宽度之后,发现量子阱间电子态的共振耦合能有效地屏蔽界面涨落对激子态的散射,使激子峰半宽度减小.

当沿着超晶格生长方向施加电场  $F$  时,相邻量子阱能级错开  $eFd$  ( $d$  是超晶格周期),共振状态被破坏,量子阱间耦合减弱,微带分裂成一系列等能量间距为  $eFd$  的“Stark ladder”<sup>[6,7]</sup>,电子波函数逐渐局域在几个甚至单个量子阱中,以致超晶格的行为像不耦合的多量子阱. 这样, Wannier-Stark 效应使界面涨落对电子态散射增强. 本文利用光电流谱研究了10—300K 温度范围内, GaAs/Ga<sub>0.7</sub>Al<sub>0.3</sub>As (35 Å/35 Å) 短周期超晶格的 Wannier-Stark 局域化效应,在低温光电流谱中发现0h 激子峰的半宽度和强度随着负偏压的增大而增加,我们将它归因于 Wannier-Stark 局域化削弱了电子态的共振耦合,减弱了对界面

\* 国家自然科学基金资助项目.

涨落的屏蔽,因而对电子态的散射增强,导致0h 激子峰展宽增加近3倍. 激子峰半宽度的增加意味着电子的碰撞增宽  $\hbar/\tau$  增加,电子的弛豫时间  $\tau$  的减小. 从表面上看,电子弛豫时间  $\tau$  随电场变小会导致迁移率降低,出现负微分电阻效应. 但根据我们的分析,实质上这会减小 L. Esaki 和 R. Tsu<sup>[8]</sup>及 Döhler 和 Tsu<sup>[9]</sup>所预期的超晶格的负微分电阻效应.

### 2. 实验

研究超晶格电子态特性最直接、最有效的方法是光吸收谱. 光电流谱在一定条件下等价于光吸收谱,而且可以比光吸收谱更灵敏,利用光电流谱测量 GaAs/GaAlAs 超晶格系列无须腐蚀衬底. 因此我们采用光电流谱来研究电场对超晶格电子态特性的影响,如 Wannier-Stark 效应等<sup>[10,11]</sup>. 样品结构和测试系统见文献[10,11]. 样品的质量和器件的性能很好,我们在这种超晶格光 p-i-n 二极管上实现了自电光双稳和三稳状态<sup>[12]</sup>.

### 3. 实验结果与讨论

图1是 GaAs/Ga<sub>0.7</sub>Al<sub>0.3</sub>As (35 Å/35 Å)短周期超晶格二极管在无外加偏压时10—300K 温度范围的光电流谱. 当温度为10K 时,

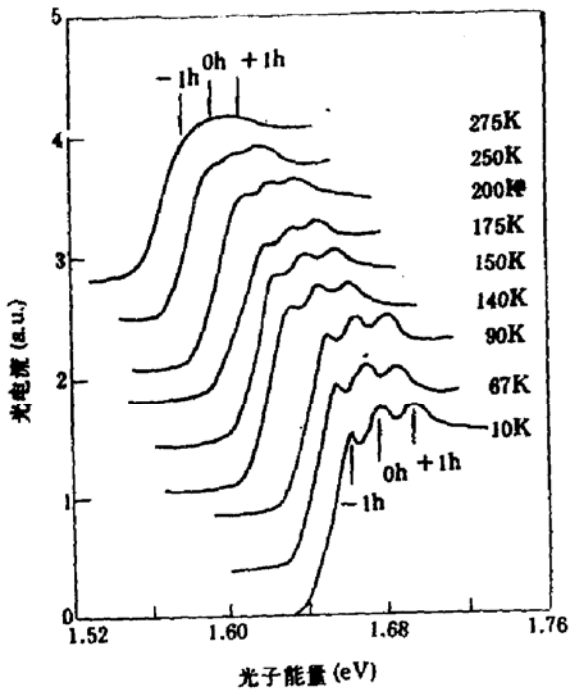


图1 不同温度下的 GaAs/Ga<sub>0.7</sub>Al<sub>0.3</sub>As (35 Å/35 Å)超晶格的光电流谱

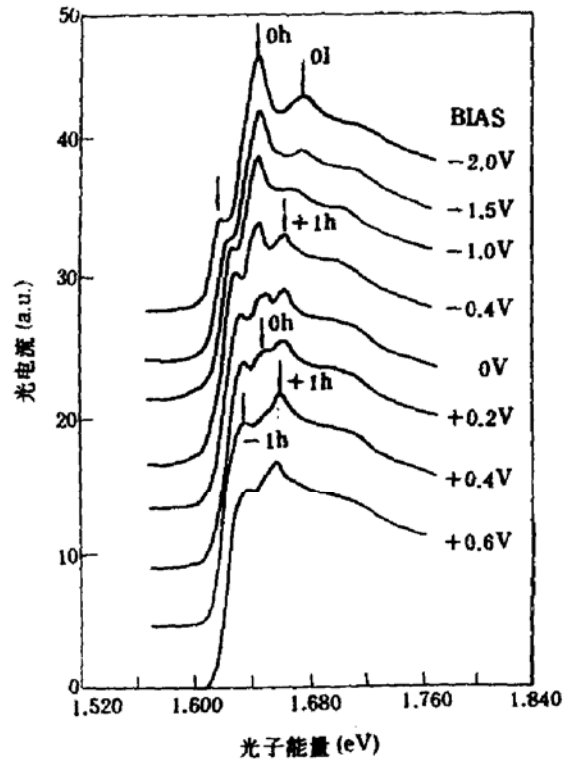


图2 140K 温度下 GaAs/Ga<sub>0.7</sub>Al<sub>0.3</sub>As (35 Å/35 Å)超晶格在不同偏压下的光电流谱

图1中光电流谱中有三个能量间距相等的峰,分别对应-1h,0h 和 +1h 激子跃迁,在-1h 激子峰的低能侧有一个肩,对应-2h 激子跃迁,能量间距为14meV. 由于 p-i-n 结内建电压的存在,无外加偏压时,i 区的电场大小为  $2.0 \times 10^4$  V/cm,因此  $eFd$  的大小为14meV. 随着温度由10K 升高至275K,-1h,0h 和 +1h 激子峰都红移80meV,激子峰能量间距在不同温度下总保持14meV 不变. 激子峰半宽度在温度升高至150K 以后才有显著的增加. 这是由于温度超过150K 以后光学声子对激子态的散射增强所致,与量子阱中激子峰半宽度随温度变化的情形相同<sup>[13]</sup>. 温度升高激子峰的红移是由于 GaAs/Ga<sub>0.7</sub>Al<sub>0.3</sub>As 材料的能隙随温度升高而减小所致. 80meV 的红移量与 GaAs 材料的能隙随温度由10K 升至275K

而减小的量相等. GaAs 和 GaAlAs 材料的能带参数具有很接近的温度依赖关系, 因为温度的变化不会影响超晶格的微带宽度  $\Delta$ ,  $i$  区的电场强度随温度变化很小, 所以  $\Delta/eFd$  值基本不随温度变化, 因而温度不会影响超晶格的场致局域化过程. 所以激子跃迁强度和激子峰的能量间距都不会随温度变化. 温度升高仅使激子峰展宽.

图2给出140K 温度下 GaAs/Ga<sub>0.7</sub>Al<sub>0.3</sub>As 短周期超晶格二极管光电流谱形随偏压的变化. 当偏压由 +0.6V 变化到 -2.0V, 0h 激子峰由很弱变成很强的峰, 而 -1h 和 +1h 峰的强度随负偏压的增加而减小. -1h 和 +1h 激子跃迁的能量位置按  $eFd$  随电场的增加分别向低能和高能方向移动. 0h 激子峰的能级位置随电场增加仅有很小的红移, 这主要是由于 0h 激子束缚能随电场强度而增加以及量子受限 Stark 效应引起的. 这些正反映了超晶格的场致 Wannier-Stark 局域化过程.

图3是140K 时光电流谱中 0h 激子峰半宽度随偏压的变化. 0h 激子峰半宽度是用高斯线型拟合得到的<sup>[5,13]</sup>. 当偏压大于 +0.2V 以后, 0h 激子峰很弱, 其半宽度难以得到. 当偏压由 +0.2V 变化到 -2.0V 时, 0h 激子峰的半宽度由 7.0meV 上升至 20meV. 在偏压从 +0.2V 变至 -1.0V 范围内, 0h 激子峰半宽增加较快. 当偏压从 -1.0V 变到 -2.0V 范围内, 激子峰半宽的增加较慢.

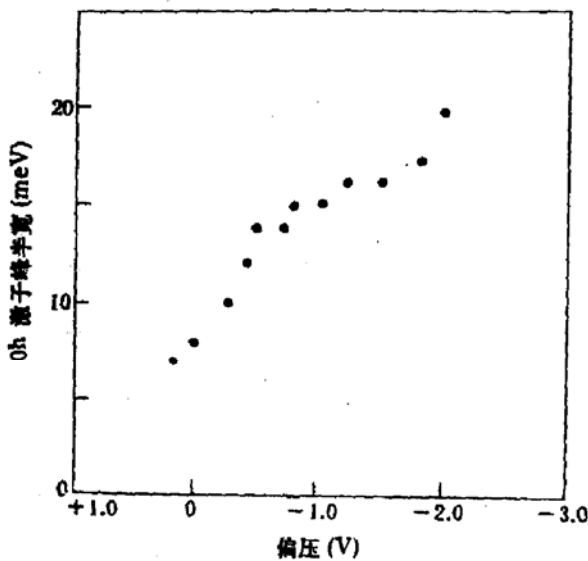


图3 140K 温度下 GaAs/Ga<sub>0.7</sub>Al<sub>0.3</sub>As (35Å/35Å) 超晶格在不同偏压下 0h 激子峰半宽度的变化

尽管典型的量子阱带边激子峰, 也随着电场的增加而展宽<sup>[14]</sup>, 那是由于电场使量子阱中的电子和空穴向相反方向运动, 电子和空穴态的波函数交叠减小, 使激子态场致电离而导致激子寿命减小, 引起激子峰半宽度增大和跃迁强度减小. 可是, 超晶格中电子态的场致 Wannier-Stark 局域化效应, 使电子和空穴态的波函数趋向于局域到几个甚至单个量子阱, 使电子和空穴态波函数的交叠积分增大, 0h 激子峰振子强度增强, 这表明 0h 激子态不是被场致电离而是场致增强, 这与量子阱的带边激子在电场下的行为不同.

我们认为 0h 激子峰的展宽主要是由于界面涨落引起的, 这种界面涨落是 MBE 生长过程中的岛状生长方式造成的. 在短周期超晶格和窄量子阱中, 界面不平整对激子态的展宽更为强烈. 由于有效质量的差别, 重空穴态的能级涨落要小得多. 根据计算 35Å 的 GaAs/Ga<sub>0.7</sub>Al<sub>0.3</sub>As 单量子阱, 考虑单分子层涨落 ( $-\frac{a}{2}, +\frac{a}{2}$ ),  $a$  是 GaAs 的晶格常数, 电子态能级的涨落约为 20meV 左右, 而重空穴态的涨落仅为 3meV. 因此界面涨落对 0h 激子的展宽主要来源于电子态的涨落. M. Krahl 等<sup>[5]</sup>和 P. S. Jung 等<sup>[4]</sup>在研究比较了 GaAs/GaAlAs 耦合和不耦合的多量子阱在低温下的激子峰的半宽后, 发现多量子阱间电子态的共振耦合能使激子峰半宽显著减小. 即耦合多量子阱中扩展的电子态波函数能有效地屏蔽界面不平整对电子态的散射. 因为耦合的超晶格量子阱的激子态波函数扩展在几个

量子阱周期范围内,这样一个超晶格激子能“看见”几个量子阱及其界面<sup>[5]</sup>.超晶格量子阱不同界面的不平整性是不相关联的.这些不相关的粗糙界面对超晶格激子态的总展宽应为这几个量子阱界面引起的展宽的相干平均,因此超晶格激子峰的半宽应为不耦合量子阱的 $1/\sqrt{N}$ <sup>[5]</sup>,这里  $N$  为超晶格激子波函数能扩展的量子阱数.电场导致的 Wannier-Stark 局域化效应使电子态波函数逐渐局域化,使0h 激子能“看见”的量子阱数变少,导致界面不均匀性对电子态的散射增强,这是导致0h 激子峰半宽度展宽随偏压变化的主要原因.

图4是理论计算的 GaAs/Ga<sub>0.7</sub>Al<sub>0.3</sub>As (35 Å / 35 Å) 短周期超晶格在不同电场下的 Wannier-Stark 态波函数的空间分布.计算方法是白夏建白和黄昆提出来的<sup>[15]</sup>.右上角是重空穴波函数在电场为 $2.0 \times 10^4$  V/cm 时的空间分布.由于重空穴有效质量大,重空穴 Wannier-Stark 态波函数很容易局域在一个量子阱中,在+0.2V 至-2.0V 的偏压范围,可以认为重空穴态的波函数始终局域在单个量子阱中.当电场由 $0.75 \times 10^4$  V/cm 上升到

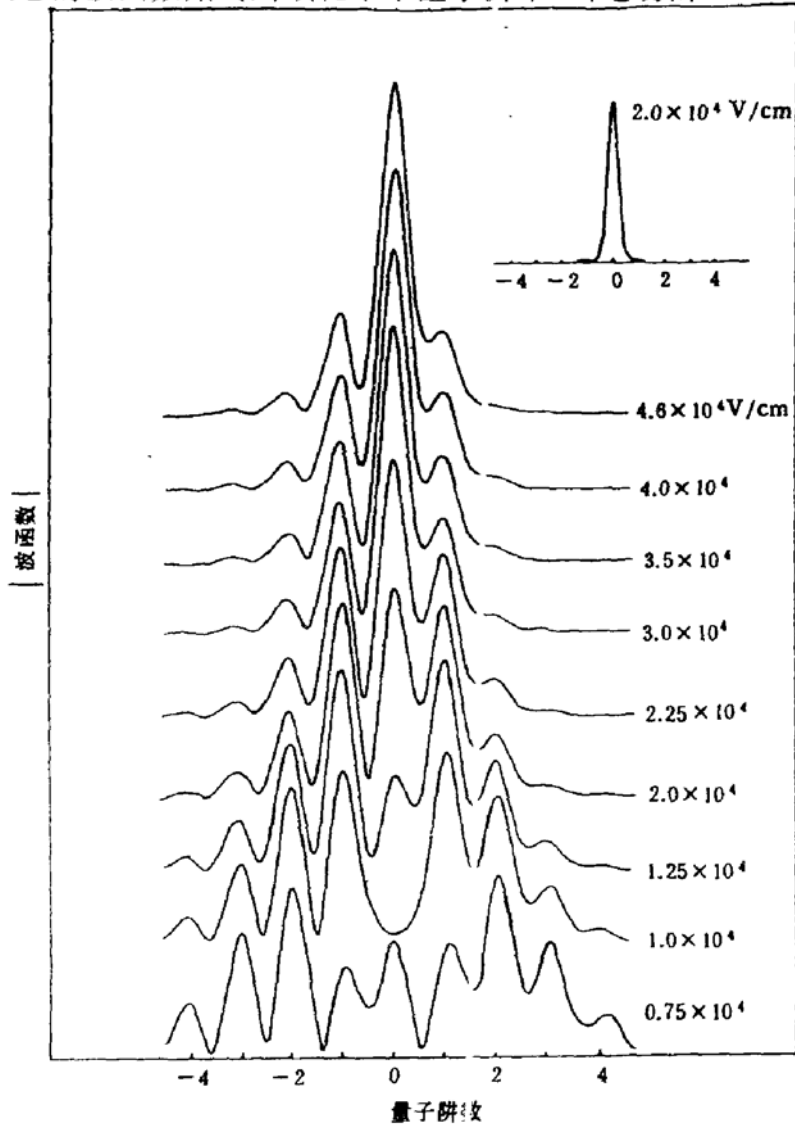


图4 理论计算的 GaAs/Ga<sub>0.7</sub>Al<sub>0.3</sub>As (35 Å / 35 Å) 超晶格在不同电场下电子 Wannier-Stark 态波函数的空间分布. 右上角是重空穴态波函数的空间分布

$3.5 \times 10^4 \text{V/cm}$ , 电子的 Wannier-Stark 态波函数由分布在9个超晶格周期中变化到大部分局域在一个量子阱中, 在这个电场的变化范围内, 超晶格的场致局域化进程很快. 在图3中,  $0h$  激子峰半宽在由偏压从  $+0.2 \text{V}$  上升至  $-1.0 \text{V}$  增加较快 ( $-1.0 \text{V}$  偏压时,  $i$  区中的电场应为  $3.5 \times 10^4 \text{V/cm}$ ). 图4中当电场由  $3.5 \times 10^4 \text{V/cm}$  上升至  $4.6 \times 10^4 \text{V/cm}$ , 电子的 Wannier-Stark 态波函数的局域化进展较慢, 所以在图3中  $0h$  激子峰半宽度在  $-1.0 \text{V}$  上升至  $-2.0 \text{V}$  这个偏压范围增加相对较慢. 在偏压为  $-2.0 \text{V}$  时,  $0h$  激子峰的半宽为  $20 \text{meV}$ , 与理论计算的阱宽为  $35 \text{\AA}$  的  $\text{GaAs}/\text{Ga}_{0.7}\text{Al}_{0.3}\text{As}$  未耦合量子阱界面单分子层涨落引起的能级扰动相等, 此时电子的波函数绝大部分局域在一个量子阱中, 超晶格就类似于无耦合的多量子阱.

$0h$  激子峰的半宽主要来源于界面不平整对超晶格电子态的散射, 可以近似地认为它等于电子由于界面散射造成的碰撞增宽  $\hbar/\tau$ <sup>[4,16]</sup>,  $\frac{1}{\tau}$  是电子的散射几率,  $\tau$  代表电子的弛豫时间. 因此, 我们给出了一个实验证据, 即电子的弛豫时间随着电场的增加而减小. 可以减小3倍以上.

Esaki 和 Tsu<sup>[8]</sup> 以及 Tsu 和 Döhler<sup>[9]</sup> 预言超晶格的负微分电导效应, 过去被认为是两种不同的机制. 最近, F. Capasso 等人<sup>[16,17]</sup> 证明这两种负阻机制是来源于同一物理起源, 是等价的. 出现负微分电导的临界电场也相等, 均为  $F = \hbar/ed\tau$ ,  $\tau$  是电子的弛豫时间,  $d$  是超晶格的周期. L. Esaki 和 R. Tsu<sup>[8]</sup> 在推导负微分电阻效应时认为  $\tau$  是一个常数, 与电场大小无关. 如果考虑  $\tau$  随电场增大而减小, 电子就会难以被加速到布里渊区的负有效质量区域, 因而会导致超晶格的负微分电阻效应减小.

初看起来, 界面散射随电场增加而变强, 会导致到负微分电阻效应减小. 因为, 当  $F < \hbar/ed\tau$  时, “Stark ladder” 无法分辨, 电子态的场致 Wannier-Stark 局域化不明显, 对电子的相干性没有明显的影响, 所以在这个电场范围内, 电子的弛豫时间不会随电场而变化, 电子此时迁移率不会下降. 只有当电场达到出现负微分电导效应的范围, “Stark ladder” 可以分辨以后 ( $F > \hbar/ed\tau$ ), 电子的弛豫时间才会随电场的增大而减小, 而此时, 却会阻止电子进入负有效质量区域, 减小负阻幅度. 所以, 界面不平整的存在只会破坏超晶格的负微分电阻效应而不会导致负微分电阻效应.

**致谢:** 作者感谢黄昆教授和夏建白教授的关怀和富有启发性的讨论, 感谢高文智先生和庄芳婕小姐的帮助.

## 参 考 文 献

- [1] B. Deveaud, A. Regreny, J-Y. Emery and A. Chomette, *J. Appl. Phys.*, **59**, 1633(1986).
- [2] A. Chomette, B. Deveaud, A. Regreny and G. Bastard, *Phys. Rev. Lett.*, **57**, 1464(1986).
- [3] F. Capasso, K. Mohammed, A. Y. Cho, R. Hull and A. L. Hutchinson, *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 1152(1985).
- [4] P. S. Jung, J. M. Jacob, J. J. Song, Y. C. Chang and C. W. Tu, *Phys. Rev.*, **B40**, 6454(1989).
- [5] M. Krahl, J. Christen, D. Bimberg, G. Weimann and W. Schlapp, *Appl. Phys. Lett.*, **52**, 798(1988).
- [6] E. E. Mendez, F. Agullo-Rueda and J. M. Hong, *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 2426(1988).
- [7] J. Bleuse, G. Bastard and P. Voisin, *Phys. Rev. Lett.*, **60**, 220(1988).
- [8] L. Esaki and R. Tsu, *IBM J. Res. Develop.*, **14**, 61(1970).
- [9] R. Tsu and G. Döhler, *Phys. Rev.*, **B12**, 680(1975).

- [10] 张耀辉,江德生,李锋,周均铭,梅笑冰,半导体学报, **13**,316(1992).
- [11] Y. H. Zhang, D. S. Jiang, F. Li, J. M. Zhou and X. B. Mei, *Appl. Phys.*, **72**,3209(1992).
- [12] 张耀辉,江德生,李锋,吴荣汉,周均铭,梅笑冰,半导体学报, **14**,251(1993).
- [13] D. S. Chemla, D. A. B. Miller, P. W. Smith, A. C. Gossard and W. Wiegmann, *IEEE J. Quantum Electron*, **QE-20**,265(1984).
- [14] D. A. B. Miller, D. S. Chemla, T. C. Damen, A. C. Gossard and W. Wiegmann, T. H. Wood and C. A. Burrus, *Phys. Rev.*, **B32**,1043(1985).
- [15] J. B. Xia and K. Huang, *J. Phys:Condens. Matter* **3**,4639(1991).
- [16] F. Beltram, F. Capasso, D. L. Sivco, A. L. Hutchinson, S. G. Chu and A. Y. Cho, *Phys. Rev. Lett.*, **64**,3167(1990).
- [17] F. Capasso, F. Beltram, D. L. Sivco, A. L. Hutchinson, S. G. Chu and A. Y. Cho, in *Resonant Tunneling in Semiconductors*, edited by L. L. Chang et al., Plenum Press, New York, 1991,p337—386.

## Study of Electric Field-Induced Exciton Linewidth Broadening in Short-Period GaAs/GaAlAs Superlattices

Zhang Yaohui, Jiang Desheng, L. Feng and Wu Ronghan

*National Laboratory for Superlattices and Microstructures, Institute of Semiconductors,  
Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083*

Zhou Junming and Mei Xiaobing

*Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080*

(Received 11 November 1992; revised manuscript received 14 January 1993)

### Abstract

We have investigated Wannier-Stark effect in GaAs/GaAlAs superlattices under electric fields by photocurrent spectroscopy measurements at the range of 10—300K temperatures. The 0h stark ladder exciton linewidth was found to increase significantly with electric field at low temperatures. This increased broadening is attributed to a stronger scattering to electronic states by interface roughness due to Wannier-Stark localization. The scattering mechanism related to electric field will weaken the negative differential conductance effects in the direction of superlattices predicted by L. Esaki and R. Tsu.

**PACC:** 6865,7135,7150,7220D