

利用双势垒结构研究磁场下 二维电子的态密度*

宋爱民 郑厚植 杨富华 李月霞 李承芳

(中国科学院半导体研究所, 半导体超晶格国家实验室, 北京, 100083)

摘要 利用双势垒结构磁电容曲线, 测量了垂直磁场下二维电子态密度. 采用高斯型朗道态密度模型计算了双势垒结构的电容随磁场的变化曲线, 与不同偏压和温度下的实验曲线符合得相当好, 由此得到朗道能级模型态密度. 根据拟合自洽地给出了二维浓度、费密能级、子带能量和有效 Lande 因子随磁场振荡变化的规律.

关键词 朗道能级态密度, 二维电子, 双势垒结构.

引言

磁场下二维电子气 (2DEG) 的态密度 (DOS) 是决定二维电子系统物理行为的重要参量. 理想情况下, 垂直磁场中 2DEG 的态密度能谱是一系列能量为 $(n + \frac{1}{2})\hbar\omega_c$ 、简并度为 $2eB/h$ 的分立朗道能级, 相邻朗道能级之间的 DOS 为零. 实际样品中, 由于杂质、缺陷和界面不平整等影响, 朗道能级均有一定的展宽^[1], 而相邻朗道能级之间的 DOS 也不为零^[2~4], 即存在着一定大小的背景态密度. 对此已有许多理论和实验研究, 但对背景态密度的认识还不十分清楚^[2,3,5,6]. 比较测量 DOS 的各种实验方法, 考虑到调制掺杂异质结中 2DEG 的磁电容与朗道态密度有着更为直接的联系, 又不容易受样品不均匀性的影响, 被认为是测定 DOS 的理想方法. 然而, 由于二维电子的横向磁阻不可避免地混进测量回路, 尤其当外加磁场接近到使整数个朗道能级填满的数值时 (通常称量子霍尔平台区域), 横向磁阻趋于无穷大, 测量回路的 RC 响应时间非常长, 使得交流小信号的电容测量完全无效, 这样, 从实验上无法再通过磁电容数值给出可信的 DOS.

为了克服横向磁阻影响, 人们设法利用垂直输运来实现对二维电子层的充放电, 以提高电容测量的时间响应. Smith III 等人^[7]采用单势垒结构, 测量入射端积累在势垒附近的二维电子的电容响应. 但入射端积累层中可能同时存在三维电荷, 采用单势垒结构无法明确判定积累层中只存在二维电子, 而三维电子的存在对 DOS 测量结果有很大影响. Ashoori 等人^[8]在 n^+ GaAs 发射极与不掺杂的 GaAs 量子阱之间加了一个隧穿势垒, 利用纵向隧

* 国家攀登计划基金资助项目

本文 1993 年 9 月 13 日收到, 修改稿 1993 年 12 月 20 日收到

穿注入实现了对阱中二维电子的充放电，但隧穿势垒的电导仍不够大，使电容测量只进行到 4 T 的低磁场区，无法扩展到真正的量子霍尔平台区。

为了解决以上问题，我们系统地研究了双势垒结构 (DBS) 的磁电容响应，并用其测量 DBS 入射端积累层中 2DEG 的态密度。该方法除了能对二维电子层实现纵向充放电、消除二维沟道横向磁阻的串联效应、大大提高电容的频率响应之外，还可利用双势垒结构中二维至二维共振隧穿模式的判别^[9,10]，在特定条件下验证积累层中只有二维电子存在。因此确保所测得的电容与磁场关系 ($C-B$) 曲线不会受三维电子的影响，所得到的 DOS 结果应当更为可靠。

1 双势垒结构电容响应

图 1 给出了当偏压在第一与第二共振峰之间的 DBS 结构的导带底势能变化。结构参数 W_e 、 d_e 、 W 、 d_c 和 W_c 分别代表发射极一侧不掺杂的隔离层、入射垒、中心阱、出射垒以及收集极一侧隔离层的厚度。

由于外加偏压设置在共振区以外，可以忽略中心阱中的电荷存贮。因此，在整个 d_e 、 W 、 d_c 和 W_c 区域里，可以假设电场 F 是均匀的。整个 DBS 结构两侧的化学势差 eV 可以写为

$$eV = E_0 + E_F + eW_I F + eV_d, \quad (1)$$

这里 $W_I = d_e + W + d_c + W_c$ ， E_0 和 E_F 分别是发射极一侧积累区中二维电子的子能带底和费密能级， eV_d 是出射端隔离层外耗尽区上的势能降落， Q_s 为入射端一侧的总电荷。由高斯定理可知， $Q_s = \epsilon F$ (ϵ 是 GaAs 的介电常数)。一般来说， Q_s 应是两部分电荷之和，即 $Q_s = Q_{2D} + Q_{3D}$ ， Q_{2D} 和 Q_{3D} 分别为积累层中二维电荷和三维电荷的面密度。后文将证明，对于我们的 DBS 结构可以只考虑二维电荷。为了得到 DBS 的电容公式，我们把式 (1) 两边对外加偏压 V 求微分，得到

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_s} + \frac{1}{C_I} + \frac{1}{C_d}. \quad (2)$$

式 (2) 中定义 $C = dQ_s/dV$ 为 DBS 的总电容， $C_s = edQ/d(E_F + E_0)$ 为积累层的电容， $C_I = \epsilon/W_I$ 是绝缘层 W_I 的电容， $C_d = \epsilon N_d \epsilon / Q_s = \epsilon/W_d$ 是出射端一侧耗尽层 W_d 的电容 (这里 N_d 是耗尽层内施主杂质浓度)。式 (2) 表明，当样品偏置在非共振区内时，DBS

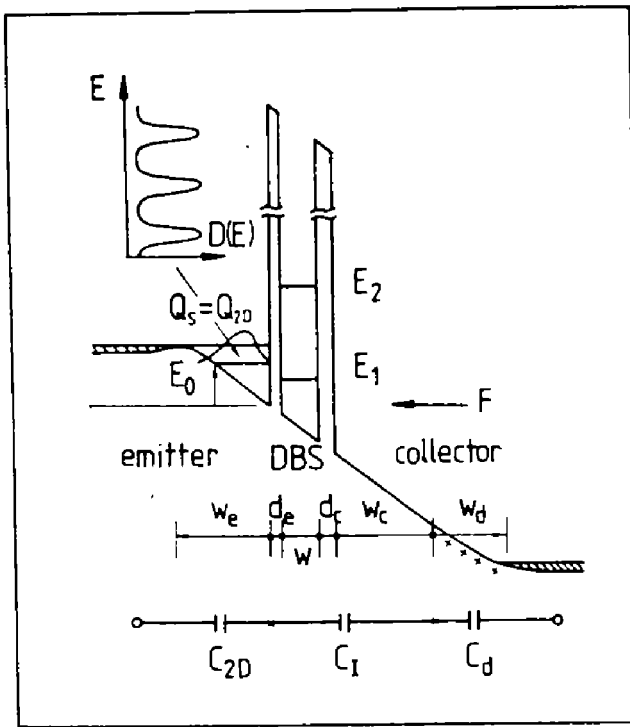


图 1 双势垒结构的导带示意图
Fig. 1 Conduction-band profile of a positively biased DBS

的总电容可看成是三部分电容的串联, 这与异质结的情况相似. 这里, 我们最关心的是

$$C_s = e \frac{d}{d(E_0 + E_F)} \int_{E_0}^{\infty} eD(E, E_0, B) f(E, E_F) dE \quad (T \neq 0, B \neq 0)$$

或

$$\frac{1}{C_s} = \frac{1}{e^2 \int_{E_0}^{\infty} D(E, E_0, B) \frac{\partial f}{\partial E_F} dE} + \frac{dE_0(N_{2D})}{e^2 dN_{2D}}, \quad (3a)$$

式 (3a) 中只考虑了发射区势阱中二维电子对 C_s 的贡献, 如果子带能级 $E_0(N_{2D})$ 采用变分近似结果, 上式可改写为

$$\frac{1}{C_s} = \frac{1}{e^2 \int_{E_0}^{\infty} D(E, E_0, B) \left(-\frac{\partial f}{\partial E}\right) dE} + \frac{11\langle Z \rangle}{32\epsilon}. \quad (3b)$$

式 (3b) 中 $D(E, E_0, B)$ 是磁场中二维电子的态密度, $f(E, E_F)$ 是费密-狄拉克分布函数, $\langle Z \rangle$ 是积累层中二维电子气距入射垒的平均距离.

如果考虑发射极一侧三维电子对电容的贡献, 并定义 $C_{3D} = edQ_{3D}/d(E_0 + E_F)$, $C_{2D} = e^2 \int_{E_0}^{\infty} D(E, E_0, B) \left(-\frac{\partial f}{\partial E}\right) dE$ 和 $\alpha = C_{3D}/C_{2D}$, 可直接推导出

$$\frac{1}{C_s} = \left(\frac{1}{e^2 \int_{E_0}^{\infty} D(E, E_0, B) \left(-\frac{\partial f}{\partial E}\right) dE} + \frac{11\langle Z \rangle}{32\epsilon} \right) + \frac{1}{1 + \alpha}. \quad (4)$$

由式 (4) 可知, 能否达到我们希望的 $\alpha = C_{3D}/C_{2D} = 0$ (即忽略发射区三维电荷对 DBS 电容响应的贡献), 取决于入射电子运动维度的识别结果.

2 入射电子运动维度识别

为了从 DBS 结构的 $C-B$ 曲线直接获得二维朗道态密度, 需要保证入射端积累层中只存在二维电子, 否则结果的分析会非常复杂而又不可靠 (参看式 (4)). 为此, 只需判定 DBS 结构在正向偏压下, 以单一的二维至二维共振模式工作. 我们以前的工作^[9,10]已证明: 在外加垂直磁场时, DBS 的反向 $I-V$ 特性出现双共振峰结构 (当入射垒为厚垒时). 第一个共振峰对应于入射端三维电子隧穿进入阱中二维态, 常称三维至二维共振隧穿; 第二个共振峰则是由入射端积累层中二维电子态与阱中二维态共振的结果, 常称二维至二维共振隧穿. 将我们的 DBS 结构置于正向偏置下, 只观察到单一的二维至二维共振峰. 如果测量固定磁场下的微分电导 dI/dV 随偏压 V 的变化, 可进一步区分上述两种不同的隧穿模式. 随偏压增加, 阱中二维态能级位置相对入射端会逐渐下移. 在三维至二维共振隧穿工作模式下, 每当阱中一个空朗道能级被拉到入射端 E_F 以下时, 就会增加一个以能级的朗道指数 N 标记的新共振隧穿通道, 使 DBS 的微分电导出现周期性增加. 这一现象已

经为不少实验所证实. 在我们测量的反向 $dI/dV-V$ 曲线上也看到类似的振荡, 说明在我们的 DBS 样品中, 三维至二维模式对负向隧穿电流仍有较大贡献.

与三维至二维共振模式不同, 由于受能量和横向动量守恒的限制, 2 个二维子能带之间的共振隧穿只有当它们严格对齐时才能发生. 子能带的朗道量子化并未改变上述实现共振的条件, 因为在磁场中横向动量守恒定则转化成要求隧穿前后朗道指数不变. 共振时两套朗道能级严格一一相互对齐, 所有共振隧穿通道同时开启, 因此不会出现三维至二维隧穿中导电通道数随偏压逐一增加的情况. 在不同磁场下, 从正向偏置 DBS 测得的 $dI/dV-V$ 曲线在 $0.2\sim 0.6\text{ V}$ 的共振区内没有显示出任何振荡结构, 而且, 在不同磁场下测出的曲线也是完全一致的. 这一行为完全符合预期的二维至二维隧穿模式性质. 因此, 可以把磁场下的 $dI/dV-V$ 曲线在共振区内是否出现振荡结构, 作为判断实际 DBS 工作模式是三维至二维还是二维至二维隧穿的重要判据. 据此, 可以确认在正向偏置下我们所用的 DBS 以纯二维至二维隧穿模式工作, 这也就保证了在入射端积累层中只存在二维电子. 由此, 可以完全消除三维电子对测量二维电子朗道态密度的影响.

3 实验

实验采用 AlAs-GaAs-AlAs 非对称 DBS 样品. 两层 AlAs 垒厚度分别为 17 \AA 和 25 \AA , 中间方势阱的宽度为 75 \AA , 两个与势垒相邻的不掺杂隔离层均为 200 \AA . 详细的样品结构和器件制备可参见文献 [9]. 如前所述, DOS 测量只在正向偏置条件下进行, 选取的偏置电压值都在第一和第二共振峰之间的非共振区内. DBS 的微分电容采用 HP4284A LCR 综合测试仪测量, 测量信号幅度为 10 mV , 频率为 1 MHz . 这里应当指出, 我们所用的信号频率 1 MHz 远高于以前的约 20 Hz ^[6], 测量中特别检查了信号频率对测得的磁电容振荡曲线的影响, 正如所预料的, 当将频率从 1 MHz 降到 10 KHz 时, 由于 DBS 电容测量不再受 2DEG 的横向沟道磁阻影响, 即使在量子霍尔平台区域, 无论是 $C-B$ 曲线的形状还是振荡峰或谷的位置, 都没有随测试频率明显变化. 当然, 随着频率的降低, LCR 仪的灵敏度随之降低, 测得的 $C-B$ 曲线信噪比变差.

实验中选取 1.5 和 4.2 K 2 个温度点及 1.0 、 1.1 、 1.2 和 1.3 V 4 个偏压值, 进行 $C-B$ 曲线测量, 结果如图 2.

4 理论与实验的比较

为了与实验曲线比较, 我们在式 (3) 中采用了高斯型态密度模型

$$D_G(E, B) = \frac{eB}{2h} \sum_n \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\Gamma} \left[e^{-\frac{(E_n - E_{n\uparrow})^2}{2\Gamma^2}} + e^{-\frac{(E_n - E_{n\downarrow})^2}{2\Gamma^2}} \right], \quad (5)$$

式 (5) 中

$$E_{n\uparrow, \downarrow} = E_0 + \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega_c \mp g^* \mu_B B/2. \quad (6)$$

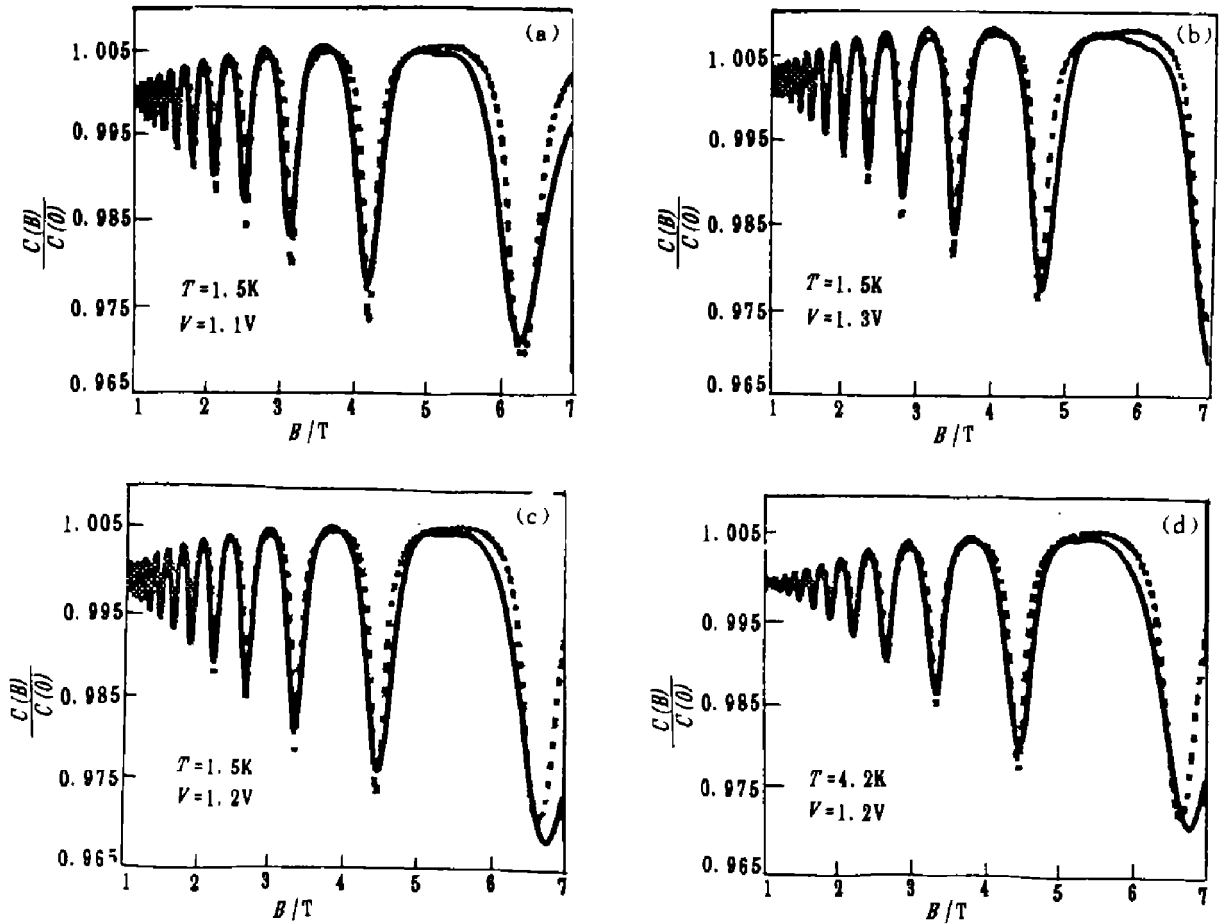


图 2 归一化的磁电容曲线 (实线是实验曲线, 虚线为拟合曲线)

Fig. 2 Normalized magneto-capacitance curves

(the fitting curves are the dashed lines, the solid curves are experimental)

式 (6) 最后一项是电子自旋的塞曼分裂, g^* 为有效 Lande 因子. 考虑多体相互作用引入的增强效应, 有

$$g^* = g_0 + (E_{ex}/\mu_B B)(N_{2D\uparrow} - N_{2D\downarrow}). \quad (7)$$

$N_{2D\uparrow,\downarrow}$ 分别是自旋向上和自旋向下的二维电子浓度, $N_{2D} = N_{2D\uparrow} + N_{2D\downarrow}$, 并有

$$N_{2D\uparrow,\downarrow} = \int_{E_0}^{\infty} dE f(E, E_F) \frac{eB}{2h} \sum_n \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{\Gamma} e^{-\frac{(E-E_{n\uparrow,\downarrow})^2}{2\Gamma^2}}. \quad (8)$$

式中 $g_0 = 0.52$ 是无相互作用增强效应时 GaAs 中电子的 Lande 因子, E_{ex} 是电子交换作用系数, 在此作为拟合参数之一. 我们假设式 (5) 中朗道能级的半宽度 Γ 服从 $\Gamma = \Gamma_0 \sqrt{B}$ 的变化规律^[1], Γ_0 作为另一个拟合参数. 进一步考虑背景态密度的影响, DOS 可记为两项之和, 即

$$D(E, B) = D_G(E, B)(1 - x) + xD_0, \quad (9)$$

式中 $D_0 = m^*/\pi\hbar^2$ 是零磁场下自旋简并的二维态密度, xD_0 为背景态密度的大小, 这里 x 作为拟合参数.

具体的拟合过程可归纳为: (1) 在不同 2DEG 浓度 N_{2D} 下, 联立自洽求解入射端的薛定格方程和泊松方程, 求出二维子带能级 E_0 与 N_{2D} 的依赖关系 $E_0(N_{2D})$. (2) 给定

偏压 V 和温度 T 数值, 在每个磁场值下自洽求解方程 (1)、(5) ~ (9), 逐点计算 E_F 、 E_0 、 g^* 、 N_{2D} 和 $D(E, B)$ 随磁场的变化关系. (3) 代入方程 (2) 和 (3), 得到一组 $C-B$ 曲线, 并与实验比较. (4) 根据拟合情况调整拟合参数 Γ_0 、 E_{ex} 和 x , 并重复式 (2)~(4) 步骤, 直到理论曲线与实验曲线达到最佳吻合.

5 结果及讨论

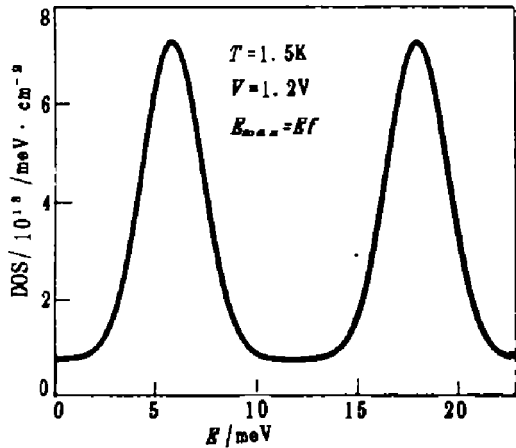


图3 在 $B = 7\text{T}$, $T = 1.5\text{K}$ 下得到的模型态密度 (横轴最大值取费密能级)
Fig. 3 The model DOS obtained at $B = 7\text{T}$, $T = 1.5\text{K}$ (the maximum of the x -axis is the Fermi level)

我们分别在 1.5 和 4.2K 温度下及 1.0、1.1、1.2 和 1.3 V 偏压下进行了以上拟合比较. 图 2(a)、(b)、(c)、(d) 分别给出部分拟合结果. 图 3 给出温度 $T = 1.5\text{K}$ 和磁场 $B = 7\text{T}$ 条件下拟合得到的二维朗道态密度. 在上述几种不同偏压和温度下, 我们获得了唯一最佳的拟合参数组: $\Gamma = 0.56\text{meV}/\sqrt{\text{T}}$, $E_{ex} = 3.1 \times 10^{-11}\text{meVcm}^2$, $x = 28\%$.

与以前异质结磁电容测量结果相比, 图 2 具有以下特点: (1) 在不同温度和不同偏压下, 理论与实验的符合程度大为改善; (2) 更为可靠地测量了量子霍尔平台区域内的朗道态密度, 证实了背景态密度的存在; (3) 可拟合的磁场范围大为加宽, 可达 7 T.

值得提出的是, 为了更进一步证实整个 DOS 测量受三维电子的影响很小, 我们利用式 (4), 并取 $\alpha = 0.2$, 考虑了三维电子对电容的贡献. 结果发现计算得到的 $C-B$ 曲线与实验曲线相比, 其峰值和谷值都回缩, 这从另一方面证实了我们的 DBS 结构在正向偏压下积累层势阱中只存在二维电子.

以上结果表明, 我们用正偏置的 DBS 结构代替以往的异质结, 首次由磁电容测量获得了比较可信的二维电子朗道 DOS, 特别是量子霍尔区域的态密度.

6 结语

本文得出的几个重要结果概括如下. (1) 即使在强磁场下, 相邻朗道能级间的态密度并不为零, 存在数值约为零磁场下态密度 28% 的背景态密度. 背景态密度的存在可能与样品中宏观不均匀有关, 特别是 N_{2D} 沿样品表面的横向起伏会使朗道能级出现非均匀展宽, 导致相邻朗道能级之间存在一定的背景态密度. 而随着磁场扫描, 朗道能级依次抬过费密能级, 使 E_F 处态密度呈现振荡变化. 当 E_F 处于相邻朗道能级之间时态密度为极小, 大大减弱了电子对电离杂质势的屏蔽能力, 朗道能级的展宽增至极大, 有可能使相邻能级发生交迭. 因此能级的半宽度也应随填充因子而振荡变化^[11], 拟合得到的只是经过均匀后的态密度, 由于以上原因, 它完全可以呈现出背景态密度. (2) 我们的拟合结果似乎更倾向于证明 $\Gamma = \Gamma_0\sqrt{B}$ 的规律, 与短程势散射假设下的自洽玻恩近似 (SCBA)^[11]相符. (3)

我们的自洽计算结果表明, 在偏置的 DBS 结构中, 由于两端的电势差等于外偏压, 因此, 无论是费密能量 E_F 或二维子带能级 E_0 , 还是二维浓度 N_{2D} 和 g^* , 都随磁场呈现振荡变化 (参见图 4(a)、(b)、(c)). 其中 E_0 和 N_{2D} 的振荡变化十分小, 分别小于 6×10^{-4} 和 1×10^{-3} ; 与此相反, g^* 的振荡幅度很大, 尽管 $C-B$ 曲线上并没有明显的自旋分裂, g^* 在 $B=5.4 \text{ T}$ 时已经增至 3.6 左右.

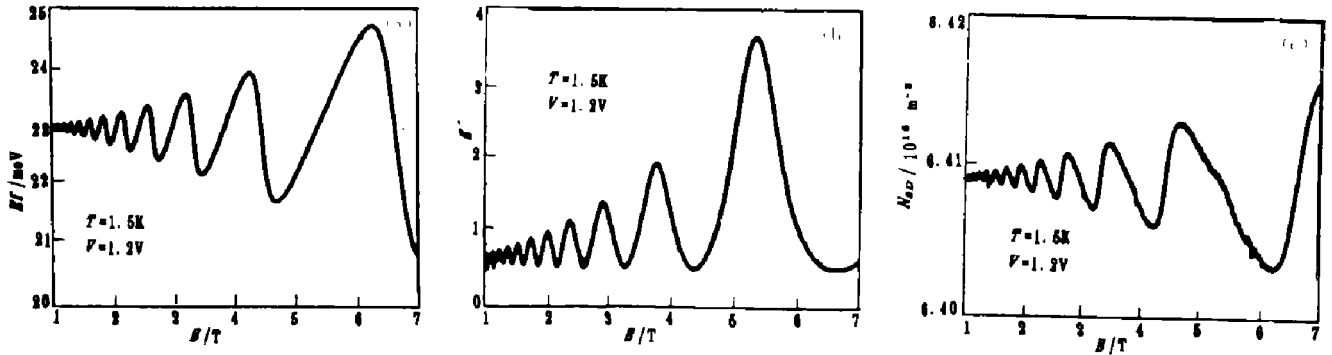


图 4 在 $T = 1.5 \text{ K}$ 和 $V = 1.2 \text{ V}$ 下由模型拟合自洽得到的 E_F 、 N_{2D} 和 g^* 随磁场的变化关系
Fig. 4 Magnetic field dependence of E_F , N_{2D} and g^* obtained self-consistently from the model fitting at $T = 1.5 \text{ K}$ and $V = 1.2 \text{ V}$

综上所述, 本文研究了磁场下偏置在非共振区内的双势垒结构的磁电容响应, 并在不同温度和偏压下将理论 $C-B$ 曲线与实验曲线作比较, 在 $1 \sim 7 \text{ T}$ 范围内拟合得很好. 根据拟合, 首次由 DBS 的磁电容谱得到了二维朗道态密度, 特别是量子霍尔平台区域的较为可靠的 DOS 数值.

参考文献

- 1 Ando T, Vemura Y. *J. Phys. Soc. Jap.*, 1974,**36**:959
- 2 Eisenstein JP, Stormer HL, Narayanamuriti V, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1985,**55**:875
- 3 Mosser V, Weiss D, Klitzing K v, et al. *Solid State Commun.*, 1986,**58**:5
- 4 Gerhardts R R, Gudmundsson V. *Phys. Rev.*, 1986,**B34**:2999
- 5 Gorbik E, Lassing R, Strasser G, et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1985,**54**:1820
- 6 Smith T P, Goldberg B B, Stiles P J. *Phys. Rev.*, 1985,**B32**:2696
- 7 Smith III T P, Wang W I. *Phys. Rev.*, 1986,**B34**:2995
- 8 Ashoori R C, Silsbee R H. *Solid State Commun.*, 1992,**81**:821
- 9 Zheng H Z, Yang F H, Anastassakis E M, Joannopoulos J D eds. In: *Proc. of Int. Conf. on Semicond. Phys.*, World Scientific, Singapore, 1990.1317
- 10 Zheng H Z, Yang F H, Chen Z G. *Phys. Rev.*, 1990,**B42**:5270
- 11 Cai W, Ting T S. *Phys. Rev.*, 1986,**B33**:3967

STUDY OF DENSITY OF STATES OF TWO-DIMENSIONAL ELECTRON SYSTEM IN MAGNETIC FIELD USING DOUBLE-BARRIER STRUCTURES*

Song Aimin Zheng Houzhi Yang Fuhua Li Yuexia Li Chengfang

(National Laboratory for Superlattices and Microstructures, Institute of Semiconductors, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100083, China)

Abstract The density of states (DOS) of two-dimensional (2D) electrons in perpendicular magnetic fields was reliably extracted from the magneto-capacitive response of double-barrier structures. The model calculations with a Gaussian-like DOS were compared with the experimental C vs. B curves, measured at different biases and temperatures. The results show that the fittings are remarkably good, and the Landau level model DOS is obtained. Unlike the conventionally used heterostructure method, the new measurements have no in-plane series magneto-resistance of the two-dimensional channel involved. So, the DOS can be obtained as well even in the quantum Hall regimes. In addition, the physical quantities obtained from the fittings, such as the subband level E_0 , the Fermi level E_F , the 2D number density N_{2D} and the Lande factor g^* , all show oscillatory change with the magnetic field.

Key words Landau level density of states, two-dimensional electron, double-barrier structure.

*The project supported by the National Climbing Plan Foundation of China