

微量子腔结边电荷极化结构中的线性和二阶非线性动态电导性质的研究*

赵学安¹⁾ 何军辉²⁾

¹⁾ 浙江大学近代物理中心, 杭州 310027)

²⁾ 浙江大学物理系, 杭州 310027)

(2003 年 4 月 25 日收到 2003 年 12 月 2 日收到修改稿)

采用有效哈密顿量和有相互作用的分立势模型, 利用格林函数和耦合参量得出了量子点(腔)在有结边电荷积累极化时的线性和二阶非线性交流电导虚部(emittance)的明确表达式. 发现在经典情况下, 电导虚部和电学电容都等于经典的几何电容. 在非经典情况下, 如果发生全反射, 电导虚部和电学电容相等, 但两者皆不等于经典的几何电容. 在有隧穿的情况下, 电导虚部和电学电容以及经典电容三者都不相等. 该结果对于量子器件中的电容测量具有指导作用.

关键词: 格林函数, 交流电导, 电学电容

PACC: 7335, 7210

1. 引言

随着微电子技术的发展, 越来越多的纳米量子器件已经开发出来. 在实际应用中大多数器件都是在交流电压或电流下工作的. 所以与时间有关的输运问题引起了学术界很大兴趣^[1-13]. 对于与时间有关的内部振荡电势, 通常的静态散射近似不能直接运用到动态输运问题中. 因为这样的处理忽略了介质本身的不均匀性以及电子间的相互作用, 不能保证电流守恒和规范不变. 在直流情形下, 电流和电压都是不变的, 此时输运状态是稳定的. 电荷的积累或减少与时间无关, 仅仅产生静电场. 在静电场情况下没有电流与这部分积累电荷相联系. 然而在交流情形下, 堆积或过剩的电荷总是与时间有关, 而与时间有关的电荷变化必将产生位移电流. 因此, 对于相干量子输运问题, 在用散射理论时既要考虑电子-电子之间的相互作用, 又要保持相干性, 还要保证电流守恒和规范不变. Büttiker 和他的合作者进一步推广静态散射理论^[9, 14, 15]. 在这个散射理论中关键是考虑了由过剩电荷产生的自洽内部势的贡献. 因此, 如果考虑到介质的不均匀性和电子之间的相互作用, 电

流守恒和规范不变就成为一个自然的结果.

从试验角度看, 交流电导的表达式必须含有实部和虚部. 在半导体试验方法中, 测量载流子密度的方法之一就是利用电导虚部的线性和二阶非线性部分. 例如在电容扫描显微镜应用中, 所测到的量为一阶线性电容 C 与二阶非线性电容 C_{111} 的比值^[16-19]. 并且在均匀结电荷分布情况下, 电荷密度直接与这两个量的比值有关 ($C_{111}/C_{11}^3 \propto 1/n$), n 是粒子数密度. 因此这个比值直接给出了半导体样品的内部性质. 由此我们受到启示, 在介观体系, 交流电导的一阶线性和二阶非线性虚部会有些什么特性.

从理论上讲, 电子器件在交流情形下所表现的性质, 能够提供样品内部电荷和电势分布的重要信息. 交流输运性质对散射矩阵的矩阵元相位十分敏感. 与能量有关的散射矩阵元的导数是与进入导体的电荷有关, 而与局域势有关的散射矩阵元的导数反映了电荷分布等信息.

在介观系统中, 被测到的电容应被电导虚部替代. 这点可以从交流情况下的电导表达式中看出^[20-23]. 在交流散射理论中, 低频电导表示为

$$G_{\alpha\beta}(\omega) = G_{\alpha\beta}^0 - i\omega E_{\alpha\beta}, \quad (1)$$

式中 $G_{\alpha\beta}^0$ 是直流电导, $E_{\alpha\beta}$ 是低频下介观输运中电导

* 国家自然科学基金(批准号: 30274069), 浙江省教育厅科研基金(批准号: Y20010059)和浙江省自然科学基金(批准号: 500079)资助的课题.

虚部.

在以下的讨论中,我们将用电容取代 Poission 方程,即用电容来表达内部势.首先根据一般物理模型,研究多端口量子输运理论公式.运用格林函数和体系各子部分的耦合参量给出部分态密度的表达式.通过部分态密度,给出量子腔有极化电荷积累结构中的电导虚部表示式.最后讨论一阶和二阶电导虚部表示式的物理性质.

2. 物理模型

2.1. 多端口情形

我们先考察一个弱耦合连接系统,这个系统由一个连接 n 个理想导线的量子腔构成(量子腔可以由 GaAs/AlGaAs 异质结二维电子气 2DEG 上施加电极构成),这些理想导线与 N 个电子源相连.在这个系统中,电子是在两个不同端口的通道中输运.通道波函数用 $| \alpha m, E \rangle$ 表示, α 是端口指标,如在两端口结构中, α 取值 1 和 2. m 是通道量子数,取值从 1 到 N_α , E 是电子的入射或出射能.通道波函数满足归一化条件 $\langle \alpha m, E' | \beta n, E \rangle = \delta_{\alpha\beta} \delta_{nm} \delta(E' - E)$. 在这里独立的电子腔形成一些少量的束缚态(相对导线与腔交接处的态密度而言),这些态也是归一化的: $\langle x | x' \rangle = \delta_{xx'}$, 态函数集 $\{ | x, \alpha m, E \rangle \}$ 构成 Hilbert 空间,哈密顿量 H 的表达式为^[24]

$$H = \sum_{\alpha=1}^N \sum_{m=1}^{N_\alpha} \int_{E_c}^{\infty} | \alpha m, E \rangle \langle \alpha m, E | E dE + \sum_{xx'} | x \rangle \langle x' | H'_{xx'} + \left\{ \sum_x \sum_{\alpha=1}^N \sum_{m=1}^{N_\alpha} \int_{E_c}^{\infty} | x \rangle \langle \alpha m, E | W_{x, \alpha m} dE + \text{H. C.} \right\}. \quad (2)$$

(2) 式可简写为

$$H = H_p + H_c + H_1.$$

(2) 式中的第一项与通道部分有关,在零温时是费米面处的传播模式.通过略去不同通道之间的耦合项,可以使模型简化.第二项是束缚态之间的相互作用,由于此哈密顿量具有时间反演和厄米性质使得我们可以选择一个 $N \times N$ 的实对称矩阵.第三项是能级与通道之间的耦合.在此把耦合项看成微扰,即

$$H_1 = W + W^+, \quad (3)$$

把整个体系划分成许多子体系 $s_1 \otimes s_2 \otimes \dots \otimes s_N$, 应用微扰理论,对于零温情况下,能量在 E_F 的壳上散射矩阵表达式为^[22]

$$p_2 | \hat{S}(t, t_0; E_F) | p_1 = e^{-(E_F t - E_{p_1} t_0)/\hbar} \times p_2 | 1 - 2i\pi\alpha(E - E_F) \hat{T} | p_1, \quad (4)$$

式中 \hat{T} 为跃迁算符,

$$\begin{aligned} \hat{T} &= \hat{H}_1 + \hat{H}_1 \hat{G}_0 \hat{H}_1 + \hat{H}_1 \hat{G}_0 \hat{H}_1 \hat{G}_0 \hat{H}_1 + \dots \\ &= \hat{H}_1 (\hat{G}_0 + \hat{G}_0 \hat{H}_1 \hat{G}_0 + \dots) \hat{G}_0^{-1} \\ &= \hat{H}_1 \hat{G}[z - (\hat{H}_p + \hat{H}_c)] \\ &= \hat{H}_1 + \hat{H}_1 \hat{G} \hat{H}_1, \end{aligned} \quad (5)$$

其中 z 是参变量, \hat{G}_0 和 \hat{G} 分别是无相互作用和有相互作用格林函数,而有相互作用的格林函数包括电子之间的库仑相互作用和耦合相互作用.散射矩阵元可以表示为

$$S_{p_2 p_1}(E_F) = \delta_{p_1 p_2} - 2i\pi \sum_{x, x'} W_{p_2 x}^* \mathcal{G}(x, x') W_{x' p_1}. \quad (6)$$

对于耦合与能量无关情况下,格林函数可以表示为^[21]

$$\hat{G} = (E_F - \hat{H}_c + i\pi \hat{W} \hat{W}^+)^{-1}. \quad (7)$$

在空间 $\{ | x, \alpha m, E_F \rangle \}$, 耦合算符 \hat{H} 以及耦合算符的矩阵元 \hat{H}_α 为

$$\begin{aligned} \hat{H}_\alpha &= \hat{W}_\alpha \hat{W}_\alpha^+, \\ \hat{H} &= \sum_{\alpha=1}^N \hat{H}_\alpha. \end{aligned} \quad (8)$$

结合文献 22, 23, 25, 26 和局域部分态密度(LPDOS)的散射矩阵表达式,我们可以得到

$$D_{\alpha\beta}(x) = \text{Re} [\delta_{\alpha\beta} (\hat{G} \hat{\Gamma}_\alpha \hat{G})_{xx} + 2i\pi (\hat{G} \hat{\Gamma}_\beta \hat{G}^+ \hat{\Gamma}_\alpha \hat{G})_{xx}]. \quad (9)$$

(9) 式反映出 LPDOS 和格林函数之间的关系,从这个关系可以获得很多有用的量.例如,可以获得注入态密度响应(injectivity)和 LPDOS 二阶非线性项.

若 $\alpha \neq \beta$, 可以计算出

$$D_{\alpha\beta}(x) = [\mathcal{G}(x, x) - G^+(x, x)] \text{Tr} [\hat{G} \hat{\Gamma}_\beta \hat{G}^+ \hat{\Gamma}_\alpha \hat{G}]. \quad (10)$$

(10) 式等号右端中括号项正好与局域态密度 $D(x) = -1/\pi \text{Im} \mathcal{G}(x, x)$ 有关,求迹部分与透射系数 $T_{\alpha\beta}$ 的关系为

$$T_{\alpha\beta} = 4\pi^2 \text{Tr} [\hat{G} \hat{\Gamma}_\beta \hat{G}^+ \hat{\Gamma}_\alpha \hat{G}]. \quad (11)$$

由此可以进一步得出

$$D_{\alpha\beta}(x) = \frac{1}{2} T_{\alpha\beta} D(x). \quad (12)$$

在上一节中提到,非线性电导虚部依赖于非线性 LPDOS. 在这里,可以得到用格林函数表示的二阶非线性 LPDOS 表达式,尤其是可以把 LPDOS 的二阶项 $\tilde{D}_{\alpha\beta}(x)$ 与总 LPDOS $\tilde{D}(x)$ 联系起来,这里 α, β 仍

为端口下标. 在 $\alpha \neq \beta$ 时, 从方程(9)中的 LPDOS 表达式可以求得

$$D_{\alpha\beta}(x) = \text{Re} [2i\pi (\hat{G}\hat{\Gamma}_{\beta}\hat{G}^+ - \hat{\Gamma}_{\alpha}\hat{G})_{xx}]. \quad (13)$$

式中 G 为推迟格林函数, Γ_{α} 是部分线宽函数, Re 表示取实部. 通过对(13)式两边同时求导得

$$\begin{aligned} \tilde{D}_{\alpha\beta}(x) &= \frac{T_{\alpha\beta}}{2\pi} \text{Im} [\chi \hat{G}\hat{G}]_{xx} + (\hat{G}\hat{G}^+)_{xx} \\ &= -\frac{iT_{\alpha\beta}}{\pi} [(\hat{G}\hat{G})_{xx} - (\hat{G}^+ \hat{G}^+)_{xx}] \\ &= T_{\alpha\beta} \tilde{D}(x). \end{aligned} \quad (14)$$

在计算时, 用到了 $G\hat{G}^+$ 为实数. 当 $\alpha = \beta$ 时, 从(14)式可得

$$\begin{aligned} \sum_{\alpha} \tilde{D}_{\alpha\alpha} &= \tilde{D}(x) - \sum_{\substack{\beta \\ \beta \neq \alpha}} \tilde{D}_{\alpha\beta} \\ &= \left(1 - \sum_{\beta (\beta \neq \alpha)} T_{\alpha\beta} \right) \tilde{D}(x). \end{aligned} \quad (15)$$

并且可以得到^[26-28]

$$D(x) = \text{Tr} (GFG^+)_{xx}, \quad (16)$$

$$D_{\alpha}(x) = \text{Tr} (G\Gamma_{\alpha}G^+)_{xx}, \quad (17)$$

以及二阶 LPDOS

$$\tilde{D}(x) = \text{Tr} [(G + G^+) GFG^+]_{xx}, \quad (18)$$

$$\tilde{D}_{\alpha}(x) = \text{Tr} [(G + G^+) G\Gamma_{\alpha}G^+]_{xx}. \quad (19)$$

2.2. 二端口情形 极化量子腔结构)

应用上述讨论的公式来进一步讨论量子腔结构中的一阶和二阶非线性电导虚部. 在此结构中电荷分布被狭窄通道极化, 电子只能从中间狭窄通道通过, 如图 1 所示. 在狭窄的通道入口处将有电荷堆积而在出口处将有一个相应的耗尽区, 这时积累区的电子和耗尽区的正离子有静电相互作用. 在此我们用一等价几何电容 C_0 代表这种静电相互作用, 如图 2 所示. 图 2 中的电荷分布是 Poisson 方程的解, 电荷在结边极化分布是对称的, 空间总电荷保持电中性. 采用分立势模型, 把极化分成两个区域: Ω_{\perp} 和 Ω_{\parallel} (如图 1 所示).

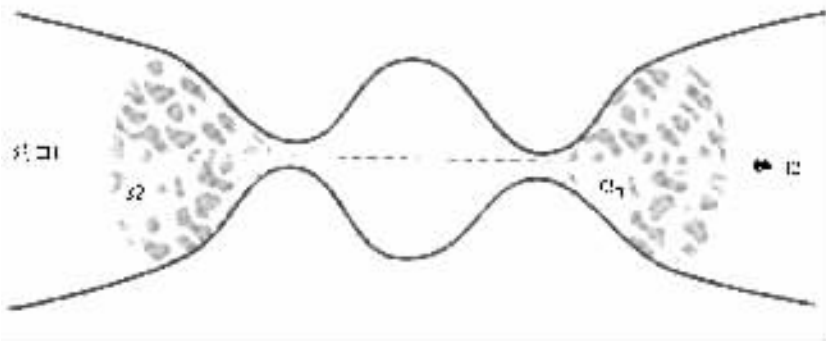


图 1 量子腔和电荷积累示意图 中间的腔被放大, 以示清晰

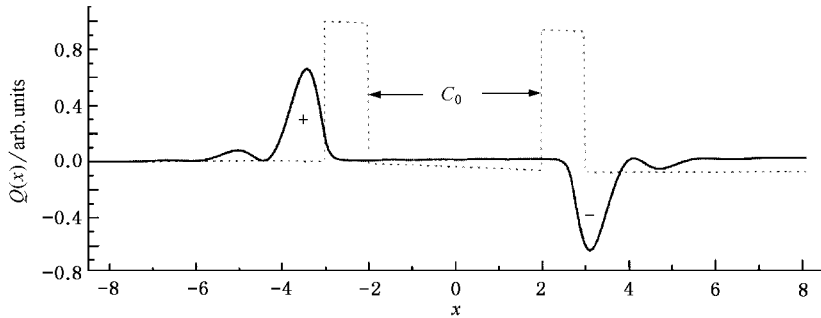


图 2 量子腔中的电荷分布 虚线示出能带底, 电荷积累在结的两边

为了方便, 重新定义 LPDOS, 即 $D_{\alpha\beta}(x)$ 定义为 $D_{k\alpha\beta}$, $\tilde{D}_{\alpha\beta}(x)$ 定义为 $\tilde{D}_{k\alpha\beta}$, 这里 k 是区域标号. 相应地注入态密度响应函数 (injectivity) 或出射态密度响应函数 (emissivity) $D_{\alpha}(x)$ 和 $\tilde{D}_{\alpha}(x)$ 记为 $D_{k\alpha}$ 和 $\tilde{D}_{k\alpha}$, 在

k 处的总态密度:

$$\sum_{\alpha} D_{\alpha}(x) = D_k,$$

$$\sum_{\alpha} \tilde{D}_{\alpha}(x) = \tilde{D}_k,$$

体系总的态密度

$$D = \sum_k D_k,$$

$$\tilde{D} = \sum_k \tilde{D}_k.$$

在半经典处理中,从区域 II 入射到达区域 I 部分并返回到区域 II 的电子数为零,即 $\tilde{D}_{221} = 0$. 同样的考虑,有 $\tilde{D}_{111} = 0$. 在区域 II 中,对于对称的两端体系,透射函数总是对称的,即 $T_{\alpha\beta} = T_{\beta\alpha}$ ^[28]. 由这些关系,可以从(15)和(16)式导出

$$\tilde{D}_{k\alpha\beta} = \tilde{D}_k \{T + \delta_{\alpha\beta} [(1 - 2T)\delta_{\alpha k} - T]\}, \quad (20)$$

式中下标 k 表示极化区域 Ω_k . (20)式是二阶非线性 LPDOS,而一阶线性 LPDOS 为

$$D_{k\alpha\beta} = D_k \left[\frac{T}{2} + \delta_{\alpha\beta} \left(R\delta_{\alpha k} - \frac{T}{2} \right) \right]. \quad (21)$$

(21)式与文献[5]中的相同. 通过计算可以得出,一阶线性和二阶非线性的电导虚部为

$$E_{11} = RC_{\mu} - \frac{T^2}{4} D, \quad (22)$$

$$E_{111} = RC_{\mu,111} + \frac{T^2}{2} \left(\frac{5T}{4} - 1 \right) (\tilde{D}_{11} - \tilde{D}_{11})$$

$$+ \frac{3}{2} T^2 C_{\mu} \left(\frac{\tilde{D}_{11}}{D_{11}} - \frac{\tilde{D}_{11}}{D_{11}} \right) + \frac{T}{2} C_{\mu}^2 \left(\frac{\tilde{D}_{11}}{D_{11}^2} - \frac{\tilde{D}_{11}}{D_{11}^2} \right).$$

(23)

方程(22)与文献[5]中一致,方程(23)是新的结果. 这两个表达式给出了在介观交流输运中的动态电导,实际的电导测量只能从连接于介观体系的导线中获得. 这里讨论的情况是如果电荷在结的两边极化,测量得到的动态电导应该由方程(22)和(23)决定. 下面我们对方程(22)和(23)进行讨论.

3. 讨 论

在能量表象下,格林函数可以表示为

$$G(E) = [(E - \Delta) + i\pi\Gamma]^{-1},$$

隧穿概率表示为

$$T = \frac{4\pi^2 \Gamma_1 \Gamma_2}{(E - \Delta)^2 + \pi^2 \Gamma^2}.$$

在此我们假设通道是单一的,这样在上面的表达式中的求迹号可以去掉(如(8)式). 一阶和二阶 LPDOS 表达式可以分别写为

$$D(E) = \frac{1}{\pi^2 \Gamma} \frac{1}{x^2 + 1}, \quad (24)$$

$$D_{\alpha}(E) = \frac{\Gamma_{\alpha}}{\pi^2 \Gamma^2} \frac{1}{x^2 + 1}, \quad (25)$$

$$\tilde{D}(E) = \frac{1}{\pi^3 \Gamma^2} \frac{2x}{(x^2 + 1)^2}, \quad (26)$$

$$\tilde{D}_{\alpha}(E) = \frac{\Gamma_{\alpha}}{\pi^3 \Gamma^3} \frac{2x}{(x^2 + 1)^2}. \quad (27)$$

这里 $x = (E - \Delta)/\pi\Gamma$. 首先讨论在极限条件下电导虚部和电化学电容以及几何电容的一些关系,然后讨论一些与电导虚部有关的渐近行为.

利用文献[27],一阶以及二阶电化学电容与几何电容及其他参量的关系式为

$$C_{\mu} = \frac{R}{C_0^{-1} + D_1^{-1} + D_{11}^{-1}}. \quad (28)$$

在化简过程中,令 $e = 1$, $\hbar = 1$ 和 $2m = 1$, 这里 e 是电子的电荷, \hbar 是普朗克常数除以 2π , m 是电子的质量.

(1) 一阶对称耦合情况, $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma/2$

$$C_{\mu,111} = C_{\mu} \left[\frac{\tilde{D}_{11}}{D_{11}} \left(\frac{T}{2} + \frac{C_{\mu}}{D_{11}} \right)^2 - \frac{\tilde{D}_{11}}{D_{11}} \left(\frac{T}{2} + \frac{C_{\mu}}{D_{11}} \right)^2 \right]$$

$$+ \frac{T}{R} C_{\mu} \left[\frac{\tilde{D}_{11}}{D_{11}} \left(R + \frac{T}{2} - \frac{C_{\mu}}{D_{11}} \right)^2 - \frac{\tilde{D}_{11}}{D_{11}} \left(R + \frac{T}{2} - \frac{C_{\mu}}{D_{11}} \right)^2 \right], \quad (29)$$

$$C_{\mu} = \frac{x^2}{(x^2 + 1) [C_0^{-1} + \pi^2 \Gamma (x^2 + 1)]}, \quad (30)$$

$$E_{11} = RC_{\mu} - \frac{1}{4\pi^2 \Gamma (x^2 + 1)^2}. \quad (31)$$

当 $x \approx 0$ 时, $T \approx 1$, 在两极化区有共振隧穿发生, 电化学电容 $C_{\mu} \approx 0$, 而此时的电导虚部为

$$E_{11} \approx -\frac{1}{4\pi^2 \Gamma}. \quad (32)$$

当 $x \gg 1$ 时, $T \approx 0$, $R \approx 1$, 此时有全反射发生, 电荷几乎都在极化区, 从(22)式得到

$$E_{11} \approx C_{\mu}. \quad (33)$$

如果取经典极限, 即电荷密度取 $D_1, D_2 \rightarrow \infty$, $R = 1$,

$$C_{\mu} = C_0,$$

$$E_{11} = C_0. \quad (34)$$

此时电化学电容和介观电导虚部都等于经典几何电容. 从(32)(33)和(34)式可以说明, 电化学电容和介观交流电导虚部并不完全相同. 在有隧穿情况下, 三者互不相等. 在全反射情况下, 电导虚部和电化学电容相等, 但不等于经典几何电容. 在经典近似下, 电化学电容和介观交流电导虚部都等于经典几何电容. 这是由于在介观测量中, 电信号总是在端口上的, 所以交流电导公式中出现的是电导虚部而非电化学电容. 电化学电容是器件中的局域电荷对端口

电信号的响应. 而交流电导虚部是在小器件中端口电荷对端口电压的响应, 由于电荷密度很小, 其电荷屏蔽长度具有有限大小, 不像经典情况下, 电荷的屏蔽长度是 δ 函数, 电荷只分布在表面. 只有在电荷密度趋于无穷大时, 即取经典电荷密度分布和全反射时, 电荷只积累在器件一边或一端, 这时电学电容就等于电导虚部或经典几何电容. 这与我们的直观相符合.

(2) 二阶情况

在 $T \approx 0, R \approx 1$ 情况下, 从方程 (23) 得

$$E_{111} \approx C_{\mu, 111}, \quad (35)$$

式中

$$C_{\mu, 111} \approx \frac{2\pi^3 \Gamma^4 x (x^2 + 1)}{\Gamma_1^2 \Gamma_2^2} (\Gamma_2 - \Gamma_1).$$

由此可以看出, 在二阶情况仍然有 $E_{111} \approx C_{\mu, 111}$. 如果是对称耦合, $\Gamma_1 = \Gamma_2$,

$$E_{111} = C_{\mu, 111} = 0. \quad (36)$$

这是由于空间对称性所造成的, 此时 $D_{\parallel} = D_{\perp}$, $\tilde{D}_{\perp} = \tilde{D}_{\parallel}$. 方程 (23) 给出 $E_{111} = 0$. 在施加电压时, 这个结论与二阶电荷响应系数的对称性有关. 在这个例子中, E_{111} 必须消失, 因为在对称体系中, 当电量从 $Q \rightarrow -Q$, 此时 $\delta V \rightarrow -\delta V$, 电荷展开式的二阶项系数必须等于零.

当 $T \approx 1, R \approx 0$ 时,

$$C_{\mu, 111} = 0, \quad (37)$$

$$E_{111} = -\frac{x}{4\pi^3 \Gamma^3 (x^2 + 1)} (\Gamma_1 - \Gamma_2). \quad (38)$$

在此情况下, 电导虚部不等于电学电容. 可以看出, 当结构为对称时, $\Gamma_1 = \Gamma_2$, 仍然有 $E_{111} = 0$.

4. 结 论

本文研究了量子腔结边极化电荷对介观交流电导虚部的影响. 在具体哈密顿模型下, 通过格林函数, 把耦合相互作用计入自能和线宽情况下, 给出了散射矩阵元. 通过对具体模型的研究, 在半经典近似和应用 LPDOS 和电荷响应方法下, 我们计算了介观电路中的一阶线性和二阶非线性介观交流电导虚部. 讨论了它们在某些条件下的性质. 我们发现在经典情况下, 电导虚部和电学电容都等于经典的几何电容. 在非经典情况下, 如果发生全反射, 电导虚部和电学电容相等, 但两者皆不等于经典几何电容. 非常有趣的是, 在有隧穿的情况下, 电导虚部和电学电容以及经典电容三者都不相等. 这些结果指出了在什么情况下可以用经典电容. 另外, 可测量的二阶非线性电导虚部与态密度的一阶求导有关, 这提示可以用电导虚部来测量小器件中的态密度.

- [1] Büttiker M 2000 *J. Low. Temp. Phys.* **118** 519
- [2] Christen T, Büttiker M 1996 *Phys. Rev. Lett.* **77** 143
- [3] Jauho A P, Wingreen N S, Meir Y 1994 *Phys. Rev. B* **50** 5528; Jauho A P, Wingreen N S, Meir Y 1994 *Semicond. Sci. Technol.* **9** 926
- [4] Wingreen N S, Jauho A P, Kramer B 1993 *Phys. Rev. B* **48** 8487
- [5] Cuniberti G, Sasseti M, Kramer B 1996 *Physica B* **227** 256
- [6] Fernando C L, Frensley W R 1995 *Phys. Rev. B* **52** 5092
- [7] Aronov I E, Beletskii N N, Berman G P et al 1998 *Phys. Rev. B* **58** 9894
- [8] Liu H C 1991 *Phys. Rev. B* **43** 12538
- [9] Büttiker M, Prêtre A, Thomas H 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 4114
- [10] Ma Z S, Wang J, Guo H 1999 *Phys. Rev. B* **59** 7575; Ma Z S, Wang J, Guo H 1998 *Phys. Rev. B* **57** 9108
- [11] Xu H, Song P 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1798 (in Chinese) [徐慧、宋璞 2002 物理学报 **51** 1798]
- [12] Dong Z C 1999 *Acta Phys. Sin.* **48** 511 (in Chinese) [董正超 1999 物理学报 **48** 511]
- [13] Long C Y 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 2036 (in Chinese) [龙超云 2003 物理学报 **52** 2036]
- [14] Büttiker M 1996 *J. Math. Phys.* **37** 4793; Büttiker M, Christen M 1996 *Quantum Transport in Semiconductor Submicron Structures* NATO ASI Series Vol. 326 Kramer B ed (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers) pp263—291
- [15] Büttiker M 1993 *J. Phys. Cond. Matter* **5** 9361
- [16] Erickson A N, Sadwick L, Neubauer G et al 1996 *J. Electron. Mater.* **25** 301
- [17] Kang C J, Suh G H, Lee S et al 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 272
- [18] Goto K, Hane K 1998 *Appl. Phys. Lett.* **73** 544
- [19] O'Malley M I, Timp D L, Moccio S V et al 1999 *Appl. Phys. Lett.* **74** 272
- [20] Verbaarschot J J M, Weidenmüller H A, Zirnbauer M R 1985 *Phys. Rep.* **129** 367
- [21] Iida S, Weidenmüller H A, Zuk J 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 583
- [22] Lewenkopf C H, Weidenmüller H A 1991 *Ann. Phys. (N. Y.)* **212** 53
- [23] Gramespacher T, Büttiker M 1997 *Phys. Rev. B* **56** 13026
- [24] Messiah A 1961 *Quantum Mechanics* (Amsterdam: North-Holland)
- [25] Gasparian V, Christen T, Büttiker M 1996 *Phys. Rev. A* **54** 4022

- [26] Büttiker M 1997 *Mesoscopic Electron Transport* NATO ASI Series E
Kowenhoven L P , Schoen G , Sohn L ed (Dordrecht : Kluwer
Academic Publishers)
- [27] Zhao X A , Wang J , Guo H 1999 *Phys. Rev. B* **60** 16730
- [28] Zhao X A , Jin G J , Zhou Q N *et al* 2002 *Phys. Rev. B* **66** 45321

A study of linear and the second nonlinear admittance about the charge polarization around junction-boundaries in a quantum cavity structure^{*}

Zhao Xue-An¹⁾ He Jun-Hui²⁾

¹⁾(*Zhejiang Institute of Modern Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China*)

²⁾(*Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou 310027, China*)

(Received 25 April 2003 ; revised manuscript received 2 December 2003)

Abstract

We present explicit expressions for the linear and the second nonlinear imaginary parts of admittance (emittance) for the charge polarization of accumulation on both sides of the quantum dot (cavity) junctions by using Green function and the coupling parameters in an effective Hamiltonian and the discrete potential model. We found that the emittance and the electrochemical capacitance are equal to the geometric capacitance in the classical limit. In the nonclassical case the emittance is equal to the electrochemical capacitance , but not equal to the geometric capacitance if there is complete reflection. In the case where there is tunneling the emittance and electrochemical capacitance as well as the geometric capacitance are different. The results may be helpful for measurements on capacitance on small-scale structures.

Keywords : Green function , alternative conductance , electrochemical capacitance

PACC : 7335 , 7210

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation (Grant No. 10274069) , the Research Foundation from Education Bureau of Zhejiang Province (Grant No. G20010059) and the Natural Science Foundation of Zhejiang Province , China (Grant No. 500079) .